

**Direction des bibliothèques**

**AVIS**

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

**NOTICE**

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

Astérosismologie de l'étoile naine blanche variable GD 1212

par

Guy Desgranges

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique

Octobre, 2008

©Guy Desgranges, 2008



Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Astérosismologie de l'étoile naine blanche variable GD 1212

présenté par:

Guy Desgranges

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Gilles Fontaine , président-rapporteur ,

Pierre Bergeron, directeur de recherche

Pierre Brassard , membre du jury

Mémoire accepté le: \_\_\_\_\_

À Édith et Antoine, pour leur patience.

# Sommaire

Dans la quête de la détermination à plus haute précision des limites empiriques de la bande d'instabilité, plusieurs naines blanches DA connues et répertoriées constantes (non variables) situées dans le voisinage de ces limites ont été observées à nouveau en photométrie rapide en 2005-2006. Ces efforts ont permis d'établir que six de ces étoiles étaient en réalité des naines blanches pulsantes de type ZZ Ceti. L'une d'entre elles, GD 1212, avec sa magnitude  $V$  de 13,26, se révèle être la deuxième plus brillante de sa classe et possède une longue période d'environ 20 min. Elle constitue donc une occasion rêvée pour retourner l'observer en spectroscopie à haute résolution temporelle afin de pouvoir appliquer les principes astérosismologiques permettant de sonder ses structures internes. De nouvelles observations ont alors été conduites du 12 au 16 octobre 2006 au télescope de 2,3 m du Steward Observatory à Kitt Peak. Malheureusement, les résultats n'ont pas permis de contraindre l'indice  $\ell$  associée au nombre de lignes nodales. Considérant la très faible amplitude des oscillations ( $\sim 0,5\%$ ), il est vraisemblable que la technique d'observation combinée à des conditions atmosphériques difficiles soient à l'origine de ce résultat.

## *Mots clefs:*

étoiles : oscillations – étoiles : astérosismologie – étoiles : variables : ZZ Ceti – individuel (GD 1212) – naines blanches – techniques : spectroscopique

# Abstract

In an effort to delineate better the boundaries of the ZZ Ceti instability strip, many known constant DA white dwarfs near those boundaries have been reobserved in white light fast photometry in 2005-2006. This program revealed that six of them are, in fact, pulsating white dwarfs known as ZZ Ceti stars. One of these six, GD 1212, has a  $V$  magnitude of 13,26 and a fairly long oscillation period of about 20 min. It is the second brightest known ZZ Ceti star. Therefore, GD 1212 presented a good opportunity to use high resolution temporal spectroscopic techniques. We could then apply asteroseismological principles in order to better understand the internal structure of these stars. Observations have been carried out from 2006 October 12 to 16 with the Steward Observatory's 2,3 m telescope at Kitt Peak. Unfortunately, our results do not allow us to constrain the degree index  $\ell$  which represents the total number of nodal lines. Taking into consideration the very low oscillation amplitude ( $\sim 0,5$  %), it is likely that the technique used in addition to the unstable seeing contributed to these results.

## *Subject headings:*

individual (GD 1212) – stars : asteroseismology – stars : oscillations – stars : variables :  
ZZ Ceti – techniques : spectroscopic – white dwarfs

# *Table des matières*

<b>Sommaire</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iv</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>vi</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Les étoiles naines blanches . . . . .	1
1.2 Les étoiles variables et les ZZ Ceti . . . . .	2
1.3 La bande d'instabilité . . . . .	3
1.4 Découverte de GD 1212 . . . . .	4
1.5 Pourquoi réobserver GD 1212 . . . . .	5
<b>2 Théorie</b>	<b>8</b>
2.1 Notions d'astérosismologie . . . . .	8
2.2 Signature des modes . . . . .	10
<b>3 Observations</b>	<b>16</b>
3.1 Période de visibilité de GD1212 et choix de l'étoile de comparaison . . . . .	16
3.2 Instruments utilisés et sommaire de la mission . . . . .	17
3.3 Réduction des données et calibration en flux . . . . .	18
3.4 Courbes de lumière . . . . .	19

<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>23</b>
4.1	$T_{\text{eff}}$ , $\log g$ et rapport signal sur bruit (S/B) . . . . .	23
4.2	Variations chromatiques du flux . . . . .	24
4.3	Retour sur la calibration en flux . . . . .	28
4.4	Manipulation du télescope . . . . .	32
4.5	Qualité du ciel . . . . .	33
4.5.1	Nuit du 12 octobre . . . . .	34
4.5.2	Nuit du 14 octobre . . . . .	36
4.5.3	Nuit du 15 octobre . . . . .	37
4.5.4	Nuit du 16 octobre . . . . .	38
4.5.5	Retour sur la stratégie . . . . .	39
4.6	Retour à la courbe de lumière . . . . .	40
4.7	Masse d'air . . . . .	42
4.8	En conclusion de tous ces tests... . . . .	43
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>48</b>
5.1	Résumé du projet . . . . .	48
5.2	Si c'était à refaire... . . . .	49
5.3	Ce que je retiens de ma maîtrise . . . . .	50
	<b>Bibliographie</b>	<b>51</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>53</b>



# *Liste des figures*

1.1	Détermination empirique de la bande d'instabilité des étoiles de type ZZ Ceti de Bergeron et al. (2004) . . . . .	4
1.2	Courbes de lumière de 6 ZZ Ceti . . . . .	6
1.3	Spectres de Fourier (amplitude) en fréquence de 6 ZZ Ceti . . . . .	7
2.1	Simulation d'un mode de pulsation . . . . .	11
2.2	Simulation pour différents indices $\ell$ . . . . .	12
2.3	Indices $\ell=1,2,3,4$ autour de $H\alpha$ . . . . .	13
2.4	Indices $\ell=1,2,3,4$ autour de $H\beta$ . . . . .	13
2.5	Simulation de perturbation spectrale . . . . .	14
2.6	Simulation de perturbation spectrale normalisées à 8000 Å . . . . .	14
2.7	Simulation de perturbation sur les raies d'hydrogène . . . . .	15
3.1	Exemple de fonction de correction . . . . .	19
3.2	Constance de la standard calibrée en flux . . . . .	20
3.3	Courbe de lumière 'blanche' du 12 octobre . . . . .	21
3.4	Courbe de lumière $B$ du 12 octobre . . . . .	22
3.5	Courbe de lumière $V$ du 12 octobre . . . . .	22
4.1	Spectre à haut S/B de GD 1212 . . . . .	24
4.2	Détermination de $T_{\text{eff}}$ et $\log g$ . . . . .	25
4.3	Éventail de spectres du 12 oct. normalisés à 6700 Å . . . . .	26
4.4	Éventail de spectres du 14 oct. normalisés à 6700 Å . . . . .	26

4.5	Éventail de spectres du 15 oct. normalisés à 6700 Å . . . . .	27
4.6	Éventail de spectres du 16 oct. normalisés à 6700 Å . . . . .	27
4.7	Éventail de spectres du 12 octobre . . . . .	28
4.8	Éventail de spectres du 14 octobre . . . . .	29
4.9	Éventail de spectres du 15 octobre . . . . .	29
4.10	Éventail de spectres du 16 octobre . . . . .	30
4.11	Spectre le plus bas du 12 oct . . . . .	31
4.12	Spectre le plus haut du 12 oct . . . . .	32
4.13	Spectre le plus bas du 16 oct . . . . .	33
4.14	Spectre le plus haut du 16 oct . . . . .	34
4.15	Spectres bruts de la standard du 14 oct., séquence 3 . . . . .	35
4.16	Spectres bruts de la standard du 14 oct., séquence 4 . . . . .	36
4.17	Magnitude de GD 1212 en fonction du temps, 12 oct. . . . .	37
4.18	Magnitude de PB 5562 en fonction du temps, 12 oct. . . . .	38
4.19	Magnitude de GD 1212 en fonction du temps, 14 oct. . . . .	39
4.20	Magnitude de PB 5562 en fonction du temps, 14 oct. . . . .	40
4.21	Magnitude de GD 1212 en fonction du temps, 15 oct. . . . .	41
4.22	Magnitude de PB 5562 en fonction du temps, 15 oct. . . . .	42
4.23	Magnitude de GD 1212 en fonction du temps, 16 oct. . . . .	43
4.24	Magnitude de PB 5562 en fonction du temps, 16 oct. . . . .	44
4.25	Spectre en fréquence en bande $B$ , 12 oct. . . . .	45
4.26	Spectre en fréquence en bande $B$ , 14 oct. . . . .	45
4.27	Spectre en fréquence en bande $B$ , 15 oct. . . . .	46
4.28	Spectre en fréquence en bande $B$ , 16 oct. . . . .	46
4.29	Amplitude des perturbations, 12 oct. . . . .	47

# *Chapitre 1*

## Introduction

### 1.1 Les étoiles naines blanches

Les naines blanches sont des cadavres d'étoiles ayant une masse initiale de  $\sim 8 M_{\odot}$  et moins. Plus de 97% des étoiles de l'Univers atteindront ce stade final. Durant la majeure partie de leur vie active, les étoiles fusionnent en leur coeur l'hydrogène, dont elles sont composées à  $\sim 70\%$  par fraction de masse, en hélium. Par la suite, durant leur phase 'âge d'or' appelée phase géante rouge, leur coeur se contracte, la température augmente au centre suffisamment pour qu'elles carburent leur hélium en carbone et oxygène. Par la même occasion, leurs couches externes se dilatent. À la fin du processus pour les étoiles dont la masse initiale est inférieure à environ  $8 M_{\odot}$ , les réactions nucléaires sont épuisées et l'enveloppe peu liée gravitationnellement s'étend lentement dans l'espace, mettant à nu le coeur encore chaud et dense qu'on appelle naine blanche. La masse typique des naines blanches est  $\sim 0,6 M_{\odot}$  (Bergeron et al. 1992). Elles occupent une région restreinte du diagramme Hertzsprung-Russel (H-R) caractérisée par une faible luminosité et une température de surface (techniquement appelée température effective et notée  $T_{\text{eff}}$  pour le reste du document) plutôt élevée. La faible luminosité est principalement due à la petite taille de l'astre qui est typiquement de la dimension terrestre (d'où l'appellation naine).

Sirius B est la première naine blanche qui a été découverte. En 1844, Friedrich Wilhelm Bessel avait émis l'hypothèse qu'un compagnon massif et peu lumineux pouvait orbiter autour

de Sirius (A) en observant la danse oscillante de celle-ci dans le ciel. Ce n'est qu'en 1862 que Sirius B a pu être observée directement par Alvan Graham Clark.

Les naines blanches se présentent en deux principaux groupes: les DA et les non-DA.

Les DA qui représentent près de 80% d'entre elles, montrent des raies d'absorption de la série de Balmer dans leurs spectres. Comme on ne voit directement que la surface d'une étoile, on en conclut donc que les DA sont constituées d'une couche superficielle pure en hydrogène. Le coeur est composé de carbone-oxygène, surnagé d'hélium. Les non-DA comprennent plusieurs sous-catégories; elles peuvent montrer des raies d'absorption d'hélium (HeI et/ou HeII) comme c'est le cas des DO ( $120\,000\text{ K} < T_{\text{eff}} < 45\,000\text{ K}$ ) et des DB ( $30\,000\text{ K} < T_{\text{eff}} < 11\,000\text{ K}$ ), peuvent ne montrer qu'un spectre continu dû à leur  $T_{\text{eff}} < 11\,000\text{ K}$  comme pour les DC, ou peuvent montrer la présence de carbone en surface comme pour les DQ. Enfin les PG 1159 montrent la présence d'HeII ainsi que des raies d'absorption de carbone et d'oxygène fortement ionisés. Elles sont considérées être la transition entre les étoiles chaudes post-AGB et la phase naine blanche (DO).

## 1.2 Les étoiles variables et les ZZ Ceti

Une étoile variable est une étoile dont la luminosité varie dans le temps, de façon périodique ou non. Deux principaux mécanismes peuvent expliquer ce phénomène. Le premier peut être dû à un système binaire d'étoiles dont l'une éclipe la seconde, faisant ainsi chuter la luminosité totale dudit système. L'autre mécanisme peut être dû à des pulsations intrinsèques à l'étoile engendrées par des déséquilibres structurels. Certaines étoiles sont observées depuis des siècles pour leur variabilité. Algol<sup>1</sup> ( $\beta$  Persei) dans la constellation de Persée est certainement la plus connue. Elle est du type variable à éclipse. Mira<sup>2</sup> ( $\alpha$  Ceti) dans la constellation de la Baleine est la plus connue des pulsantes intrinsèques. La théorie décrivant les mécanismes physiques de pulsations stellaires est lourde et complexe et ne sera pas détaillée dans le présent mémoire sinon qu'un survol de certaines notions au chapitre suivant. Pour en savoir plus au sujet du formalisme détaillé de la physique des pulsantes intrinsèques, Cox (1980) et Unno et al. (1989)

---

<sup>1</sup>Signifie démon en arabe

<sup>2</sup>Étudiée entre 1596 et 1600 par David Fabricius, un disciple de Tycho Brahe

sont deux sources couramment citées dans ce domaine. La thèse de doctorat de Charpinet (1998) contient également un excellent résumé sur ce sujet.

En se refroidissant, lorsque qu'une naine blanche DA atteint une  $T_{\text{eff}}$  d'environ 12 500 K, elle entre dans une phase d'instabilité propice à l'excitation de certains modes d'oscillations. Elle devient étoile variable. HL Tau 76 est la première qui a été découverte, par hasard, par Arlo Landolt en 1968 (Landolt 1968). Suite à cette découverte, plusieurs équipes se sont mis à la recherche d'objets similaires et sans tarder, quelques autres naines blanches variables ont été enregistrées. En 1977, J. T. McGraw (McGraw 1977) a décrit pour la première fois, les propriétés communes (photométriques par exemple) de cette nouvelle classe d'objets célestes appelée désormais les ZZ Ceti <sup>3</sup>, ce qui a permis une recherche systématique plus efficace. À ce jour, plus d'une centaine sont répertoriées.

### 1.3 La bande d'instabilité

On a vu qu'en se refroidissant, les naines blanches entrent dans une phase d'instabilité vers 12 500 K. Elles deviennent pulsantes et donc des ZZ Ceti. Ces pulsations cessent vers 11 000 K. On appelle bande d'instabilité, la région du plan  $T_{\text{eff}}\text{-}\log g$  où se trouvent les ZZ Ceti. Les recherches sur la détermination des limites et de la pureté de cette bande sont à l'origine de la découverte de GD 1212. Déjà, il y a près de trente ans, McGraw (1979) et Fontaine et al. (1982) suggéraient que la bande d'instabilité était un passage incontournable pour toute naine blanche DA. Plusieurs auteurs, (Dolez et al. (1991), Kepler & Nelan (1993), Kepler et al. (1995) et Giovannini et al. (1998)), ont par la suite alimenté la controverse en découvrant des naines blanches constantes (c'est-à-dire non variables) à l'intérieur de la bande d'instabilité. Pourtant, en 1995 et en 2004, Pierre Bergeron (Bergeron et al. 1995) et (Bergeron et al. 2004) démontrait la pureté de la bande. La figure 1.1 montre cette bande d'instabilité telle qu'elle se présentait en 2004. Toujours en 2004, en utilisant principalement les données du Sloan Digital Sky Survey (SDSS), en plus de découvrir plusieurs nouvelles ZZ Ceti, Mukadam et al. (2004) revenait à la charge en 'découvrant' plusieurs naines blanches constantes à l'intérieur de la bande d'instabilité. Comme ces dernières ont été observées à

---

<sup>3</sup>Du nom de l'étoile prototype de cette classe de naine blanche DA variable

relativement faible rapport signal/bruit ( $S/B \lesssim 40$ ), Gianninas et al. (2005) mis en doute la conclusion de Mukadam et al. (2004) et retourna observer un échantillon à plus haut  $S/B$  ( $\sim 80$ ) et démontra encore une fois la pureté de la bande. Les limites de la bande demeurent toutefois mal contraintes (particulièrement du côté chaud) car plusieurs étoiles situées dans le voisinage de des frontières chaudes et froides n'ont pas été observées en photométrie rapide.

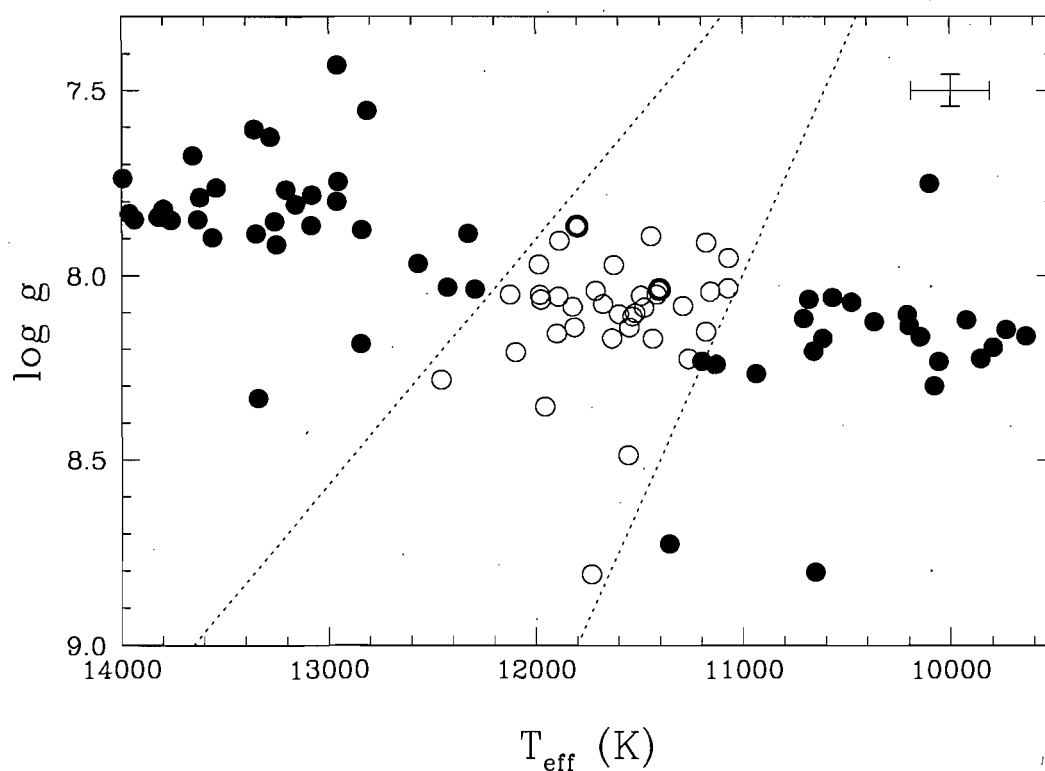


FIGURE 1.1 – Diagramme de  $\log g$  vs  $T_{\text{eff}}$  où les 36 étoiles ZZ-Ceti de Bergeron et al. (2004) sont représentées par des cercles ouverts. Les cercles fermés sont des naines blanches DA non-variables. Les cercles ouverts gras sont les deux nouvelles ZZ Ceti découvertes par Bergeron et al. (2004). Les traits pointillés sont les limites empiriques de la bande d'instabilité.

## 1.4 Découverte de GD 1212

Donc, dans cet objectif de déterminer plus précisément les limites chaudes et froides de la bande d'instabilité, Gianninas et al. (2006) observèrent en 2005-2006, à l'aide du photomètre à trois canaux de l'Université de Montréal appelé LAPOUNE, plusieurs étoiles situées près

des limites empiriques de la bande. Dix de ces naines blanches se révélèrent constantes et six nouvelles ZZ Ceti furent découvertes. La figure 1.2 montre leurs courbes de lumière (lumière blanche). Trois d'entre elles (celles du haut de la figure) ont des courtes périodes de pulsation ( $\sim 250$  s) et les trois autres ont des longues périodes ( $\sim 1200$  s). La figure 1.3 montre les spectres de Fourier relatifs aux courbes de lumières présentées à la figure 1.2. Toutes ont des magnitudes  $V \sim 16$  sauf une, GD 1212, qui possède une magnitude  $V$  de 13,26. Les paramètres atmosphériques de GD 1212 ont été déterminés à l'aide des grilles de modèles de Bergeron discutés dans Liebert et al. (2005) basées sur le profil des raies de Balmer. La  $T_{\text{eff}}$  trouvée est de 11 040 K le  $\log g$  est de 8,11. La masse ainsi déduite est de  $0,67 M_{\odot}$ . Ceci la situe près de la frontière froide de la bande (à l'intérieur de la limite empirique évidemment).

## 1.5 Pourquoi réobserver GD 1212

Suite à la découverte de GD 1212 par Gianninas et al. (2006), il était pertinent de retourner l'observer, mais cette fois-ci en spectroscopie à haute résolution temporelle. En effet, sa longue période d'environ 20 minutes nous permettra d'obtenir plusieurs spectres pour chaque cycle de pulsation. De plus, sa faible magnitude, qui fait d'elle la deuxième ZZ Ceti la plus brillante, nous permettra d'obtenir des spectres avec un appréciable S/B de  $\gtrsim 70$ . En ce sens, GD 1212 constitue une aubaine à ne pas manquer. Les observations ont été conduites en octobre 2006 au télescope de 2,3 m du Steward Observatory situé à Kitt Peak en Arizona.

Mais que peut nous apporter la spectroscopie à haute résolution temporelle? Nous verrons au chapitre 2 comment l'amplitude des oscillations varie en fonction de la longueur d'onde et il devient alors possible de tirer profit de ce comportement chromatique pour déterminer l'indice  $\ell$  relatif au nombre de lignes nodales. Ultimement cet outil astérosismologique sert à contraindre les modèles stellaires (Tassoul et al. 1990) afin d'en préciser les structures internes telles que l'épaisseur des différentes couches (hydrogène, hélium, etc.) par exemple.

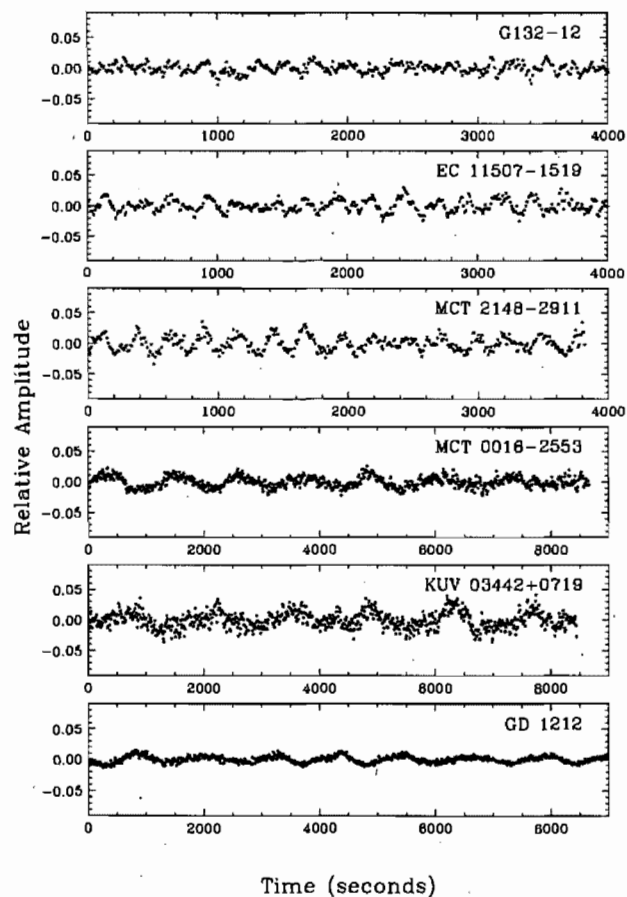


FIGURE 1.2 – Courbes de lumière blanche de six ZZ Ceti découvertes en 2005-2006 (Gianninas et al. 2006). Les observations ont été conduites au 2,3 m du Steward Observatory à Kitt Peak, sauf MCT 2148-2911 qui a été observée au 3,6 m du Canada-France-Hawaii en bande *B*. Chaque point représente un échantillonnage de 10 s et l'amplitude est relative à la brillance moyenne de l'étoile.



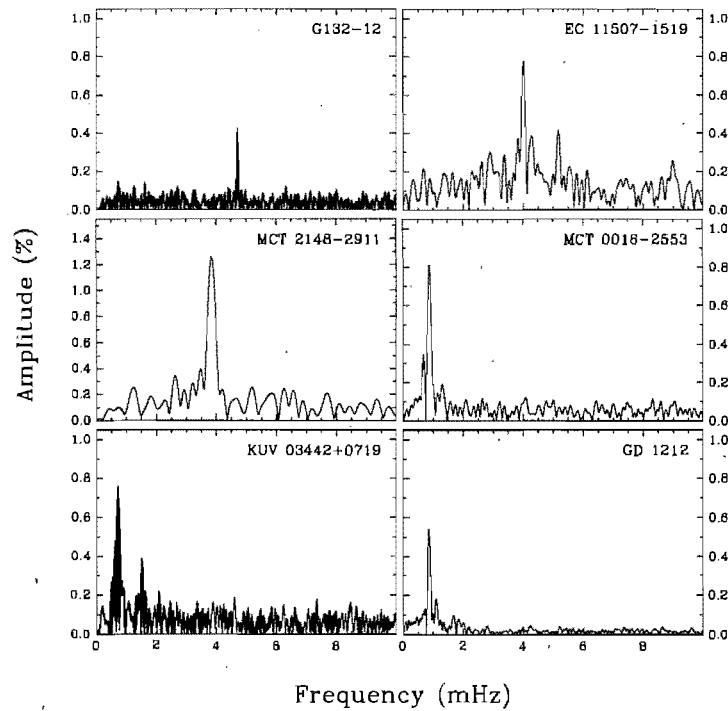


FIGURE 1.3 – Amplitude de Fourier en fréquence pour les courbes de lumière de six ZZ Ceti découvertes en 2005-2006 (Gianninas et al. 2006).

## Chapitre 2

# Théorie

### 2.1 Notions d'astérosismologie

L'astérosismologie est l'art d'utiliser des variations<sup>1</sup> lumineuses d'une étoile, afin d'en sonder sa structure interne. Ce domaine de l'astrophysique tire avantage du fait que ces oscillations sont chromatiques, c'est-à-dire qu'elles dépendent de la longueur d'onde. Comme on l'a vu en introduction, lorsque les ZZ Ceti se refroidissent, elles entrent dans une phase d'instabilité entre  $\sim 12\,500\text{ K}$  et  $\sim 11\,000\text{ K}$ . Le mécanisme à la base de cette instabilité (appelé mécanisme  $\kappa$ ) est la formation de zones à forte opacité dues à de l'ionisation partielle, qui causent un blocage de flux. Il en résulte de la convection qui se manifeste à la surface par des apports périodiques (une ou plusieurs périodes en jeu) de bouffées lumineuses. Vue de la Terre, l'étoile varie en luminosité.

L'approche générale consiste à comparer les pulsations observées avec des pulsations calculées, c'est-à-dire qui sont générées par des modèles numériques (Brassard (1986), Brassard et al. (1987)). Grossièrement, ces modèles sont élaborés de la manière suivante: on construit d'abord une étoile à l'équilibre à l'aide des équations de structure stellaire, auxquelles on ajoute de petites perturbations ainsi que des conditions aux frontières (en effet, l'étoile est de taille finie, avec des couches internes d'épaisseur finies). Les solutions sont les fréquences qui résonnent (fréquences propres) correspondant aux modes normaux de pulsation. La force

---

<sup>1</sup>Dans le présent contexte, les mots variation, oscillation, fluctuation et pulsation sont utilisés comme des synonymes

de rappel en jeu pour exciter un mode a deux origine. Si elle est due à la gravité, le mode est dit mode de gravité ou mode g. Si elle est due à des variations de pression, on parle alors de mode accoustique ou mode p. La théorie montre que les modes purement radiaux sont obligatoirement dus à la pression donc sont des modes p (accoustiques). Par conséquent, les modes g sont forcément non-radiaux. En général, ces deux forces en jeu sont intimement liées, on parle alors de modes gravito-accoustiques. Pour les ZZ Ceti, seuls les modes g peuvent être observés par les moyens techniques actuels. La théorie des variations spectrales est discutée entre autre dans Robinson et al. (1982), Brassard (1986) et Fontaine & Brassard (1994).

Ces modes sont angulairement décrits par les harmoniques sphériques ( $Y_{\ell, m}$ ), où  $\ell$  et  $m$  sont le nombre de lignes nodales.  $\ell$  est le nombre total de lignes nodales. Par analogie au globe terrestre,  $m$  représenterait le nombre de lignes nodales dans le sens des méridiens terrestres. La théorie montre que pour une valeur de  $\ell$  donnée, il existe  $2\ell + 1$  valeurs de  $m$ . Un nombre élevé de modes permet de mieux contraindre les modèles et donc de mieux définir la structure interne des étoiles.

Pour mieux comprendre, il importe de savoir que l'intense gravité des naines blanches impose un tri gravitationnel des éléments. À l'image d'un oignon, les différentes couches de carbone-oxygène, hélium et hydrogène sont bien stratifiées et chacune est très pure. Cette propriété a d'importantes répercussions dans la propagation des ondes à l'intérieur de l'étoile. Ainsi, la longueur des ondes propices à la résonance (et donc celles qui pourront maintenir l'excitation) sera conditionnée entre autre, par l'épaisseur des différentes couches. Les modes dont l'emplacement des noeuds correspond à l'interface entre deux couches seront favorisés. Les autres seront amortis et disparaîtront. Le phénomène est identique aux modes excités d'une corde de guitare par exemple.

Pour les ZZ Ceti, nos instruments ne nous permettent pas d'observer un nombre  $\ell$  dépassant 4 ou 5. Il faut garder à l'esprit que plus  $\ell$  augmente, plus petites et plus nombreuses sont les zones en surface qui ont des écarts de luminosité et comme on ne peut pas résoudre la surface des naines blanches, ces zones contigues s'annulent mutuellement ne nous laissant voir que la moyenne des fluctuations (Brassard 1986).

## 2.2 Signature des modes

Examinons plus en détail le comportement chromatique des oscillations. L'amplitude des variations lumineuses dépend de la longueur d'onde et cette dépendance varie d'un mode à un autre. La stratégie consiste à subdiviser chaque spectre en un grand nombre de bandes, effectuer la transformée Fourier de chaque bande pour toute la série temporelle de spectre et de cette manière, établir l'amplitude relative de chaque bande en fonction de la longueur d'onde. Il est ainsi possible de déterminer (ou au moins de contraindre) l'indice  $\ell$  d'un mode en comparant avec les courbes théoriques de différents indices  $\ell$  (ex: Robinson et al. (1995) et Fontaine et al. (1996)).

Par exemple, la simulation présentée à la figure 2.1 montre une telle signature pour  $\ell=1$ . Le spectre non perturbé est celui d'une naine blanche de  $T_{\text{eff}}$  de 11 000 K et  $\log g$  de 8,15 ce qui est tout à fait représentatif d'une étoile variable ZZ Ceti. Des perturbations au premier ordre sont ajoutées à ce spectre et l'échantillonnage temporel est identique à la première nuit d'observation (voir chapitre 3). La période, bien que sans influence, a été fixée à 1000 s et l'amplitude relative est de 3 % à 3200 Å. Afin d'obtenir une correction relative au flux non perturbé, la correction au premier ordre ( $\Delta H_\nu$ ) est divisée par le flux non perturbé ( $H_\nu^0$ ).

Tel que mentionné, cette signature varie selon l'indice  $\ell$ . La figure 2.2 montre le comportement chromatique de l'amplitude et ce, pour les indices  $\ell=1, 2, 3$  et 4. Afin de bien visualiser les quatre indices sur le même graphique, les courbes ont été normalisées à 3200 Å. On constate dans cet exemple, qu'il pourrait être ardu de discriminer  $\ell=1$  de  $\ell=2$ . Par contre, de bonnes observations pourraient plus facilement discriminer  $\ell=3$  et  $\ell=4$ .

Si la précision des données le permet, il est aussi possible de sonder l'intérieur des raies d'hydrogène afin d'augmenter le pouvoir de discrimination (figures 2.3 et 2.4). Par ailleurs, bien que non illustrée dans mes figures, la signature spectrale des raies peut s'avérer utile pour détecter des mouvements de surface. En effet Clemens et al. (2000) montre qu'un mouvement de surface se traduit par une assymétrie d'amplitude par rapport au centre de la raie.

Enfin, il est intéressant de visualiser la perturbation directement sur le spectre. La figure 2.5 montre une simulation d'un spectre non perturbé (en noir) ayant une  $T_{\text{eff}}$  de 11 000 K et un  $\log g$  de 8,15. Les courbes bleue et rouge montrent les extrêmes d'une perturbation d'indice

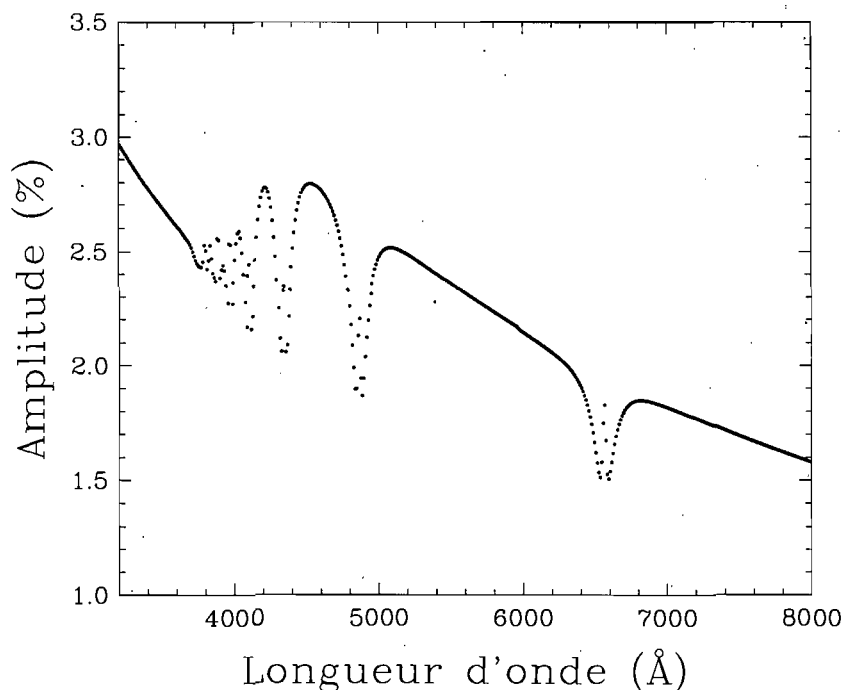


FIGURE 2.1 – Simulation du mode  $\ell=1$  de pulsation ayant une amplitude de 3% à 3200 Å. On constate bien que le comportement chromatique de l'amplitude n'est ni constant ni linéaire.

$\ell=1$  ayant une amplitude de 5 % à 3200 Å. On constate que l'amplitude des oscillations s'atténue vers la région rouge du spectre.

Ainsi, en normalisant à une extrémité du spectre, on se trouve à 'tuer' en quelque sorte l'amplitude à l'autre bout du spectre car la différence d'amplitude entre deux régions du spectre est constante. Ce fait est bien illustré dans la figure 2.6 où les courbes sont normalisées à 8000 Å. On constate avec évidence que l'amplitude de la région bleue du spectre est fortement atténuée au point de perdre, à toute fin pratique, la capacité à déceler les pulsations et ce malgré une simulation à une amplitude relativement importante. En effet, bien que les variations d'amplitude peuvent atteindre 40% de l'intensité moyenne (comme dans le cas des ZZ Ceti de grandes amplitudes, HL 76 en est un exemple), on retrouve souvent chez les ZZ Ceti, des amplitudes de l'ordre de quelques %, et plus particulièrement inférieures à 1% pour

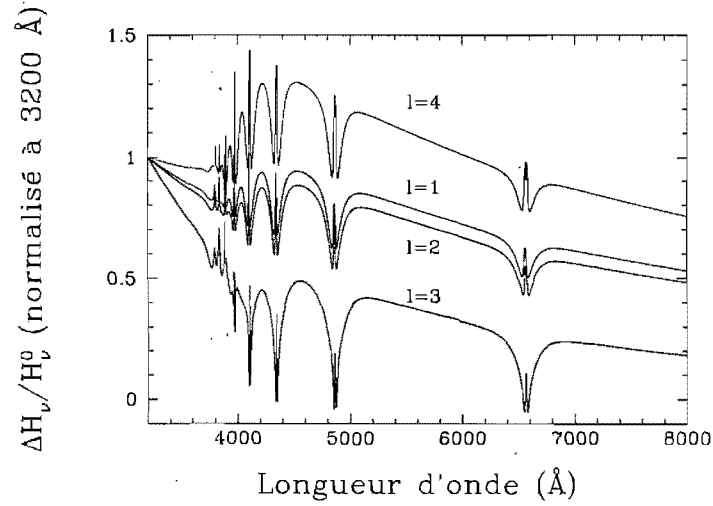


FIGURE 2.2 – Simulation du comportement chromatique de l'amplitude relative pour les différents indices  $\ell=1$  (noir),  $\ell=2$  (bleu),  $\ell=3$  (rouge) et  $\ell=4$  (vert). Les courbes sont normalisées à 3200 Å.

les ZZ Ceti situées du côté froid ('red edge') de la bande d'instabilité, comme c'est le cas pour GD 1212. Enfin, la figure 2.7 montre la variation du profil normalisé des raies d'hydrogène pour la même simulation de perturbation que la figure 2.5. On constate que celles-ci sont pratiquement pas influencées et donc qu'aucune information ne peut être extraite de ce type d'analyse.

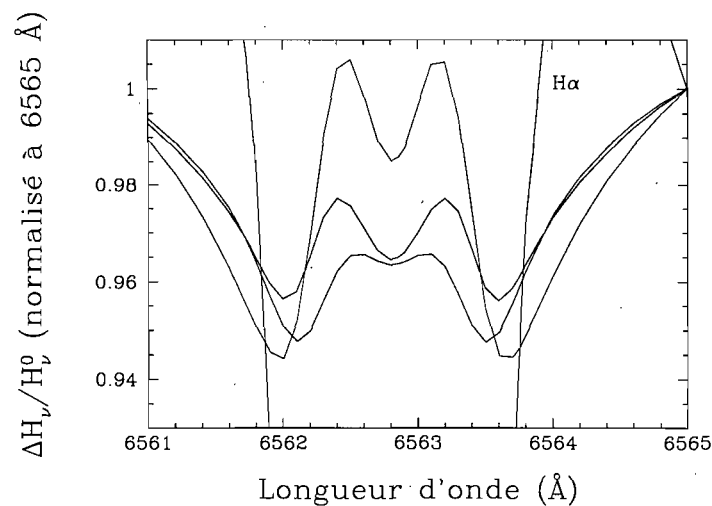


FIGURE 2.3 – Simulation du comportement chromatique de l'amplitude relative dans le voisinage de la raie  $H\alpha$  pour les différents indices  $\ell=1$  (noir),  $\ell=2$  (bleu),  $\ell=3$  (rouge) et  $\ell=4$  (vert). Les courbes sont normalisées à 6565 Å.

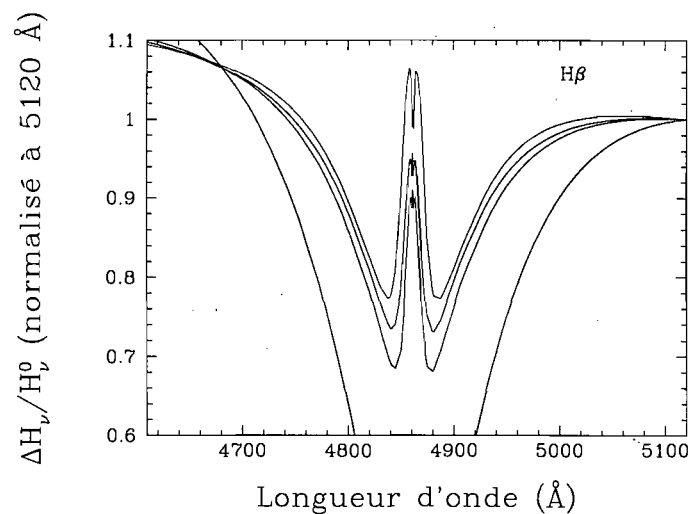


FIGURE 2.4 – Simulation du comportement chromatique de l'amplitude relative dans le voisinage de la raie  $H\beta$  pour les différents indices  $\ell=1$  (noir),  $\ell=2$  (bleu),  $\ell=3$  (rouge) et  $\ell=4$  (vert). Les courbes sont normalisées à 5120 Å.

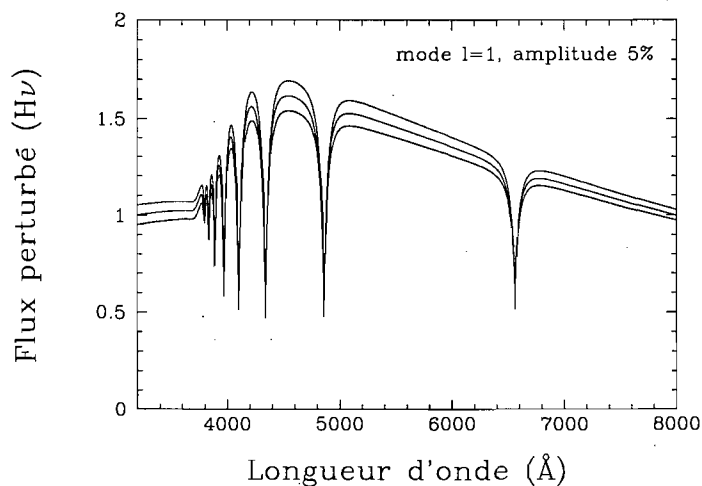


FIGURE 2.5 – Simulation de perturbation spectrale. La courbe noire montre un spectre non perturbé ayant une  $T_{\text{eff}}$  de 11 000 K et un  $\log g$  de 8,15. Les courbes bleue et rouge montre les amplitudes maximums du spectre ayant subi une perturbation de 5% à 3200 Å pour un indice  $\ell=1$ .

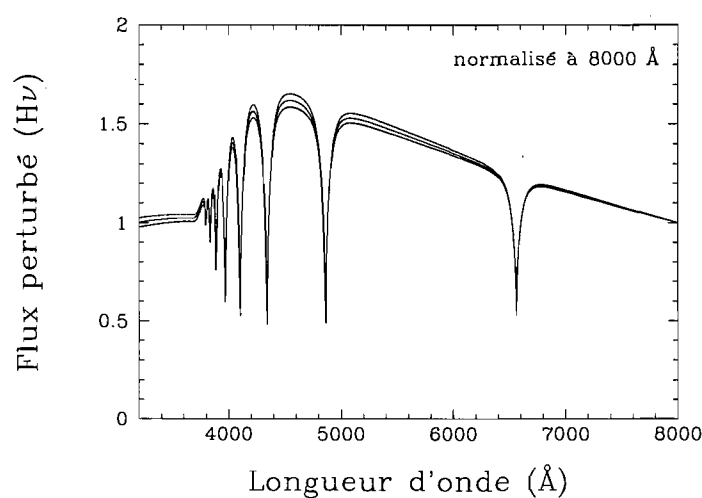


FIGURE 2.6 – Simulation identique à la figure 2.5 mais qui est normalisée à 8000 Å.



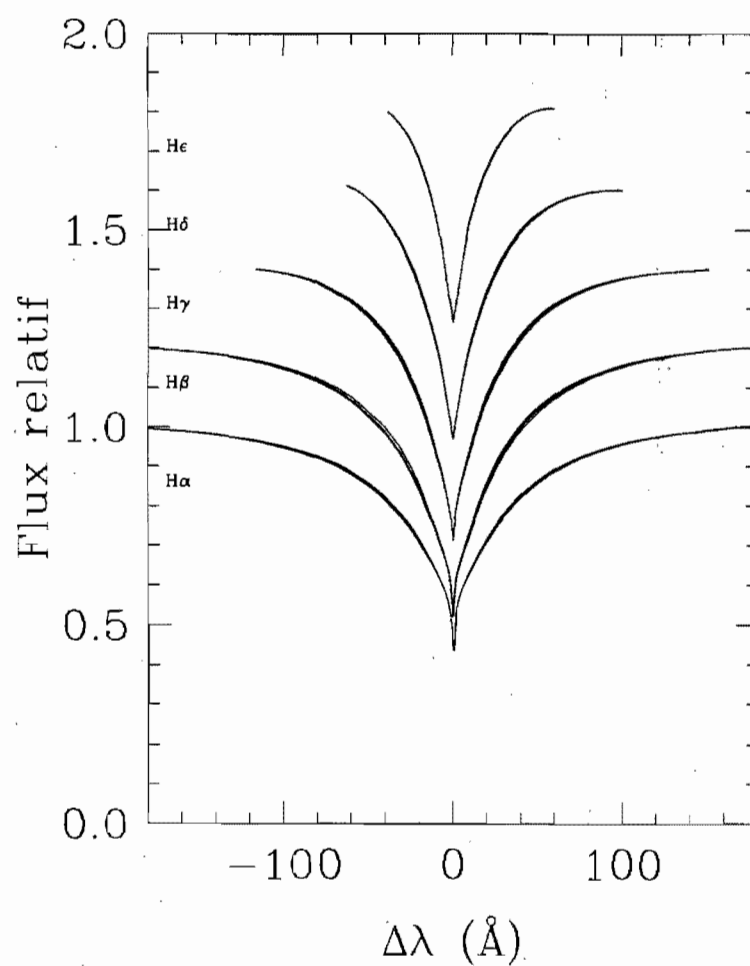


FIGURE 2.7 – Simulation identique à la figure 2.5 montrant que le profil normalisé des raies d'hydrogène est très peu affecté par la perturbation.

## *Chapitre 3*

# Observations

### 3.1 Période de visibilité de GD1212 et choix de l'étoile de comparaison

Les coordonnées (J2000) de GD 1212 sont 23 38 50 en ascension droite et  $-07\ 41\ 24$  en déclinaison, ce qui en fait une étoile observable idéalement l'automne. Les observations ont été conduites du 12 au 16 octobre 2006. Afin de pouvoir la calibrer adéquatement en flux, une stratégie similaire à celle de Pereira et al. (2005) a été utilisée. Elle consiste en l'observation spectrale d'une étoile de comparaison (parfois appelée 'standard' dans ce texte) qui est connue pour être non variable, après chaque séquence de 10 spectres de GD 1212. En plus de cette non variabilité, la standard recherchée devait avoir une magnitude similaire ou inférieure à celle de GD 1212 ( $V \lesssim 13$ ) afin de pouvoir la caractériser rapidement entre deux séquences de spectres de GD 1212 et enfin, elle devait idéalement être du type spectral DA ou sdB car nous possédons d'efficaces grilles de spectres synthétiques pour ces types d'étoiles, elle sera donc facilement modélisable. Aucune étoile répondant à ces critères ne se trouve dans le même champ d'observation que GD 1212. Une standard située à moins de  $15''$  serait toutefois acceptable, minimisant ainsi les déplacements du télescope. Une trop grande séparation angulaire aurait pour effet de faire perdre plus de temps entre deux séquences de GD 1212, en plus de devoir composer avec deux étoiles situées à des masses d'air très différentes.

L'étude du catalogue Palomar-Green (Green et al. 1986) révèle que PB 5562 constitue un bon choix d'étoile de comparaison. Ces coordonnées (1950) sont 23 49 19.3 en ascension droite et + 00 11 36 en déclinaison ce qui la situe à environ  $10^\circ$  de GD 1212. Elle est de type spectral sdB et sa magnitude est d'environ 12. De plus, nous possédons de bons spectres calibrés en flux de cette étoile.

### 3.2 Instruments utilisés et sommaire de la mission

Les observations ont été réalisées à l'aide du télescope Bok de 2,3 m du Steward Observatory situé à Kitt Peak en Arizona. Le télescope était équipé du spectrographe Boller & Chivens. La fente de  $4.5''$  avec le réseau de 300 traits  $\text{mm}^{-1}$  à  $5,50^\circ$  d'angle, fournissent au 1<sup>er</sup> ordre, une plage spectrale d'environ 3600 à 8000 Å avec une résolution de  $\sim 8$  Å. Afin de réduire le temps de lecture du détecteur de 800 lignes par 1200 colonnes, seules les lignes 295 à 445 en combinaison ('binning') 1X2 étaient lues.

La stratégie consiste à prendre une séquence de 10 spectres consécutifs de 100 secondes chacun sur GD 1212, puis un spectre de 120 secondes sur PB 5562, puis 10 spectres sur GD 1212 et ainsi de suite. Le rotateur du spectrographe était repositionné en fonction de l'angle parallactique au début de chaque séquence. En tout, c'est 431 spectres de GD 1212 et 43 spectres de PB 5562 qui ont été récoltés.

Soulignons que des problèmes de guidage nous ont privé de la moitié de la première nuit (12 octobre), et des problèmes d'instabilité informatique ont occasionné certains délais en cours de séquence durant le reste de la mission. Au total, nous avons pu observer 4 nuits sur les 5 mises à notre disposition, la nuit du 13 octobre était couverte de nuages. Qualitativement, les conditions atmosphériques étaient meilleures (bien que non photométriques) dans la nuit du 12 octobre. Les nuits du 14 au 16 octobre étaient humides (taux d'humidité de 75 à 85 %) et très venteuses. Dans la nuit du 16, j'y ai même noté visuellement des variations de une à deux magnitudes en moins d'une heure.

### 3.3 Réduction des données et calibration en flux

Les données spectrales recueillies ont d'abors été traitées par les progiciels ('package') standards du logiciel IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). Sommairement, les étapes suivantes ont été appliquées: soustraction des zéros ('bias'), 'overscan' et 'trim', soustraction des plages de lumière uniforme ('flat field'), soustraction du fond et conversion des spectres en une dimension, calibration en longueur d'onde (la lampe Hélium-Argon a servi à la calibration en longueur d'onde) et correction des mauvais pixels (ex: rayons cosmiques, pixels défectueux).

Pour la calibration en flux, l'objectif est d'obtenir une fonction (appelée fonction de correction) lisse et continue, qui sera appliquée à chaque spectre de GD 1212. Pour y arriver, un spectre synthétique (appelé aussi modèle) de PB 5562 a été généré. Puis, chacun des 43 spectres de PB 5562 a été divisé par ce spectre synthétique. La fonction de correction ainsi obtenue a été lissée en moyennant chacun des 1186 points de la fonction par la valeur des 10 points voisins (5 avant et 5 après). La figure 3.1 montre la fonction de correction (en rouge) du premier spectre de PB 5562 ainsi que la fonction de correction lissée (en noir) superposée. Puis, chacun des 431 spectres de GD 1212 a été divisé par la fonction de correction lissée la plus proche dans le temps. Pour ce faire, la séquence de 10 spectres de GD 1212 a été séparée en deux, les 5 premiers étaient calibrés par la fonction de correction du spectre de PB 5562 pris juste avant la séquence, alors que les 5 derniers étaient calibrés par la fonction de correction de PB 5562 pris juste après la séquence. De cette manière, on s'assure de minimiser l'impact des variations dans la qualité du ciel.

On peut valider les fonctions de correction en réappliquant celles-ci aux spectres de PB 5562. Si elles sont exactes, on devrait retrouver une constance temporelle dans le flux tout au long de la nuit. La figure 3.2 montre une superposition quasi parfaite de tous les spectres de PB 5562 pour la nuit du 12 octobre. L'exercice a aussi été réalisé pour les autres nuits avec des résultats identiques.

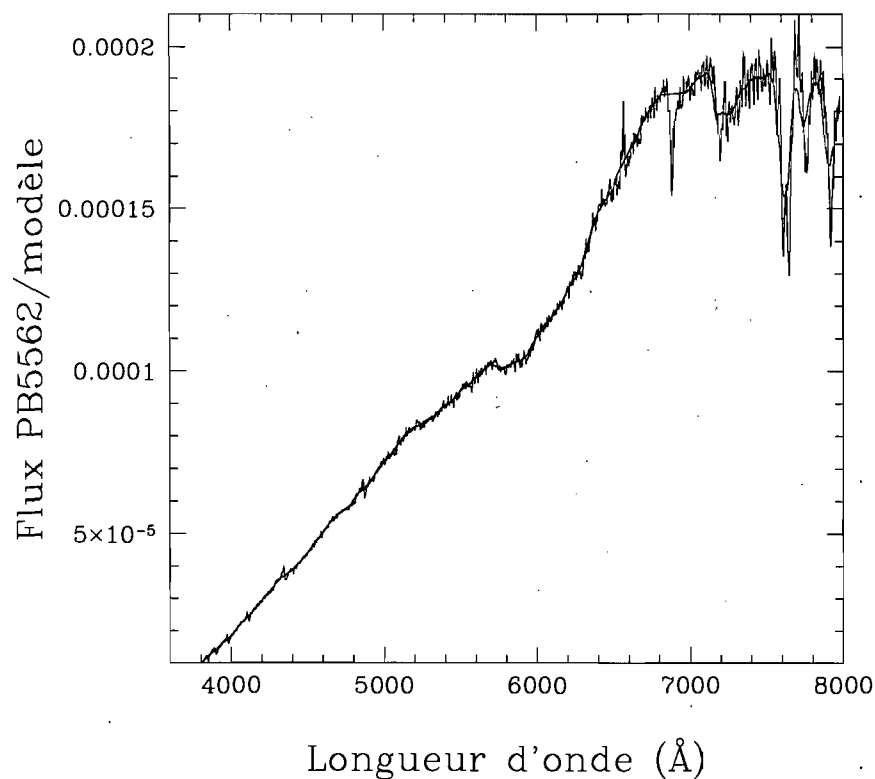


FIGURE 3.1 – Exemple de fonction de correction de PB 5562 pour la nuit du 12 octobre. Le trait rouge représente le quotient du flux brut de PB 5562 par le flux du spectre synthétique (modèle), en fonction de la longueur d'onde. Le trait noir représente la fonction de correction une fois lissée. C'est cette dernière qui sera utilisée pour calibrer en flux les spectres de GD 1212.

### 3.4 Courbes de lumière

Il est intéressant de visualiser la courbe de lumière des spectres bruts de la première nuit. En filtrant chaque spectre à travers des bandes passantes synthétiques rectangulaires de 400 Å, et en sommant toutes ces bandes, on peut ainsi déterminer le flux total. La figure 3.3 montre

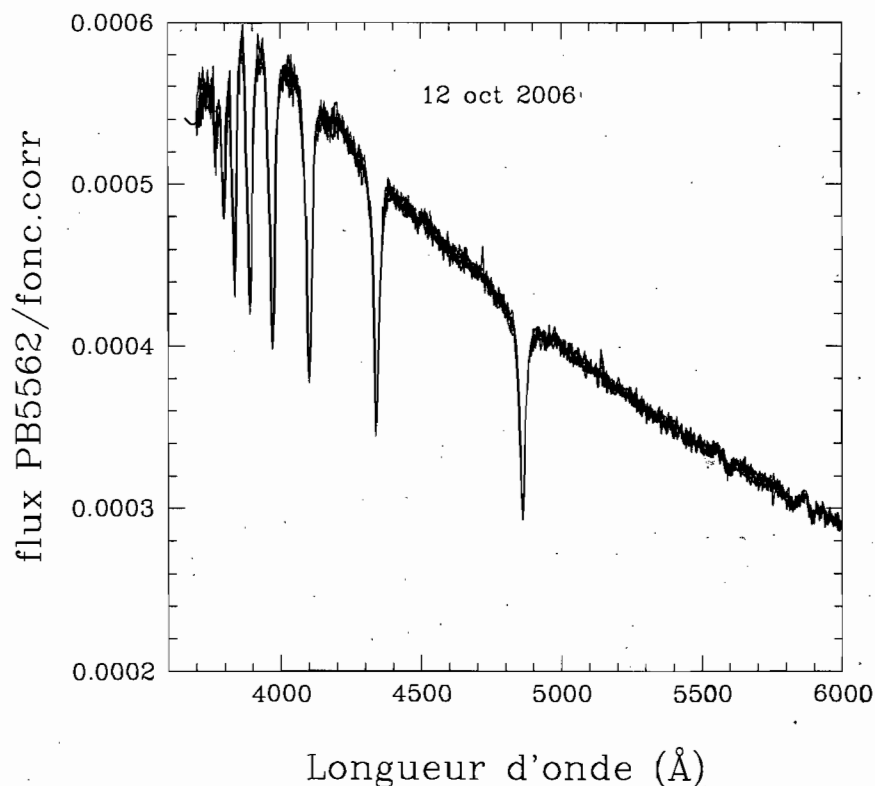


FIGURE 3.2 – Flux de la standard (PB 5562) en fonction de la longueur d'onde, une fois la fonction de correction réappliquée. Tous les spectres de la première nuit se superposent bien ce qui confirme l'exactitude des fonctions de correction.

la courbe de lumière en fonction du temps pour la nuit du 12 octobre. Bien que le nombre de points (70 points) soit minime comparé aux 900 points de la figure 1 de Gianninas (2007) (voir figure 1.2), on constate que la concordance entre ces deux figures n'est pas évidente. Je traiterai cet aspect plus en détails dans le prochain chapitre.

Notons que l'application des filtres *B* et *V* conventionnels sur les spectres bruts donne des courbes de lumière tout à fait similaires. Seuls quelques points diffèrent de façon perceptible

(voire subtile) sans pour autant affecter la transformée de Fourier. En effet, il n'y a aucune différence notable entre les spectres en fréquence des données filtrées par les bandes rectangulaires ou celles filtrées par les bandes  $B$  ou  $V$ . Les figures 3.4 et 3.5 montrent ces courbes de lumière de la nuit du 12 octobre, en bande  $B$  et  $V$  respectivement.

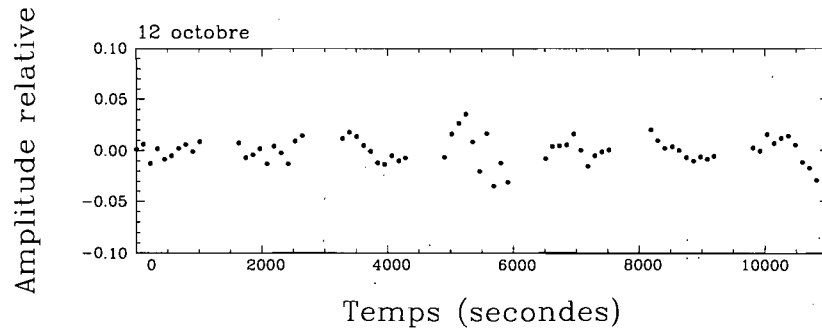


FIGURE 3.3 – Courbe de lumière de GD 1212 en fonction du temps pour la nuit du 12 octobre 2006. Chaque point représentant un spectre brut filtré à travers des bandes passantes synthétiques rectangulaires de  $400 \text{ \AA}$  sommées de  $3600$  à  $8000 \text{ \AA}$ .

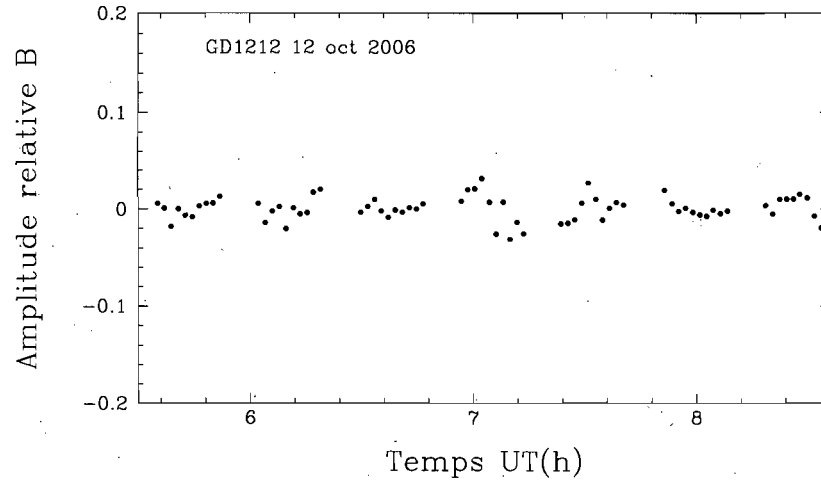


FIGURE 3.4 – Courbe de lumière en bande  $B$  de GD 1212 en fonction du temps pour la nuit du 12 octobre 2006.

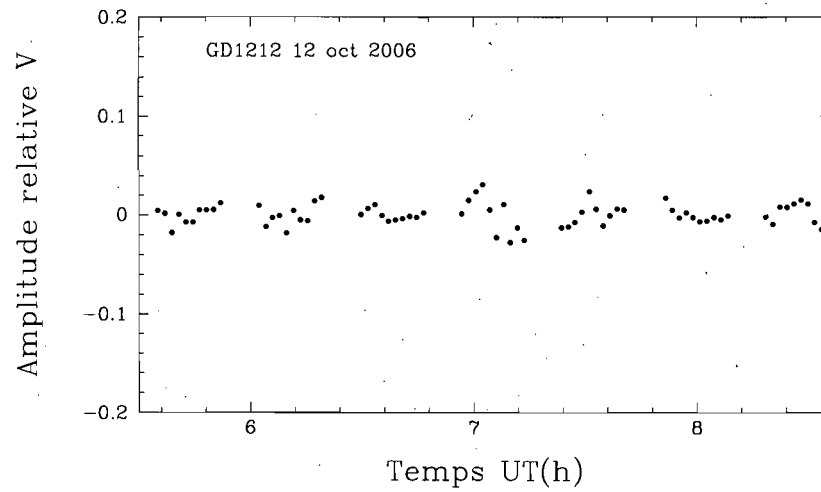


FIGURE 3.5 – Courbe de lumière en bande  $V$  de GD 1212 en fonction du temps pour la nuit du 12 octobre 2006.



## *Chapitre 4*

# Analyse

### 4.1 $T_{\text{eff}}$ , $\log g$ et rapport signal sur bruit (S/B)

Une fois les 431 spectres de GD 1212 calibrés en flux, ils ont été combinés afin d'obtenir un spectre à haut S/B (voir figure 4.1). Avec ce spectre en main, il nous est maintenant possible de déterminer la température effective ( $T_{\text{eff}}$ ) et le logarithme de la gravité de surface ( $\log g$ ). La méthode utilisée (Bergeron et al. (1995) et Liebert et al. (2005)) consiste en la comparaison des profils de raies d'hydrogène. Plus précisément, chaque raie de la série de Balmer est extraite du continu et est redressée en normalisant les extrémités de ses ailes. Le même processus est appliqué au spectre synthétique. Le continu est déterminé en optimisant des profils pseudo-Gaussiens par méthode du moindre carré de Levenberg-Marquardt (Press et al. 1986). La grille de spectres synthétiques dans l'espace des  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  est ensuite comparée au spectre observé et encore par méthode du moindre carré, ces deux paramètres sont des solutions du processus convergé correspondant à la meilleure concordance entre le spectre observé et le spectre synthétique (modèle). La figure 4.2 illustre les trois principales étapes du processus. À noter que le panneau du haut de la figure n'est pas un ajustement final du spectre mais montre plutôt le découpage et l'ajustement des raies individuelles. Le panneau de gauche montre ces raies une fois extraites et le panneau de droite montre le spectre final.

La température effective ainsi trouvée est de 10 948 K et le log de la gravité est 8,17. À titre de comparaison, Gianninas et al. (2006) rapporte de valeurs respectives de 11 040 K ( $\pm 1,2 \%$ )

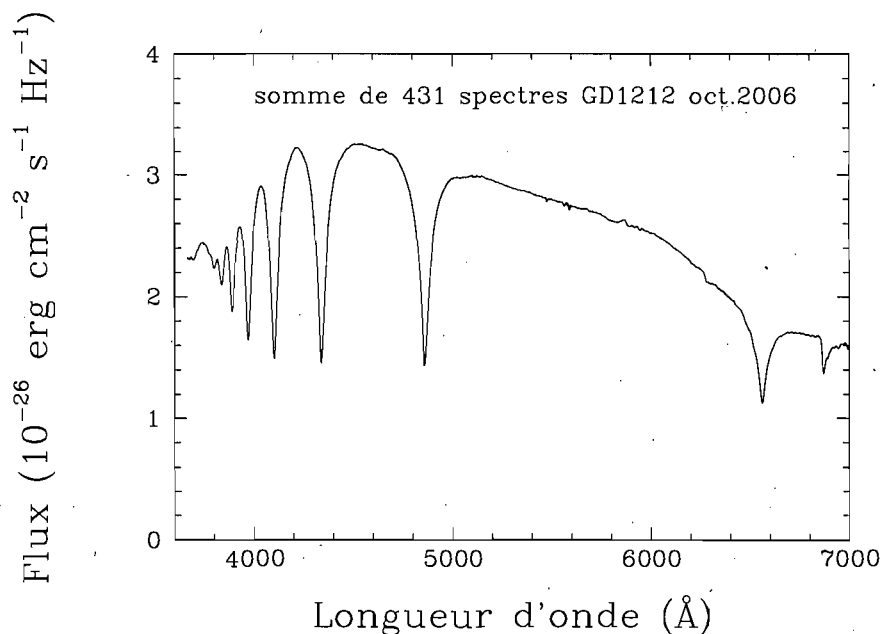


FIGURE 4.1 – Flux en fonction de la longueur d'onde de spectre combiné des 431 spectres de GD 1212.

et  $8,11 (\pm 0,038 \text{ dex})$ .

Le rapport S/B typique de chaque spectre était de 110 à 120 pour la nuit du 12 octobre, de 70 à 90 pour la nuit du 14 octobre et de 80 à 110 pour celle du 15 octobre. En début de nuit du 16, le S/B oscillait autour de 60 et en un intervalle de temps d'environ une heure, il est passé à un S/B de 100 à 120. Enfin, le S/B du spectre combiné utilisé pour déterminer la  $T_{\text{eff}}$  et le  $\log g$  est d'environ 540.

## 4.2 Variations chromatiques du flux

Tel que discuté dans le chapitre 2, les modes d'oscillation se traduisent par un comportement chromatique (c'est-à-dire fonction de la longueur d'onde) du flux. Les amplitudes de variations en flux diffèrent selon qu'on se trouve dans la partie bleue ou la partie rouge du

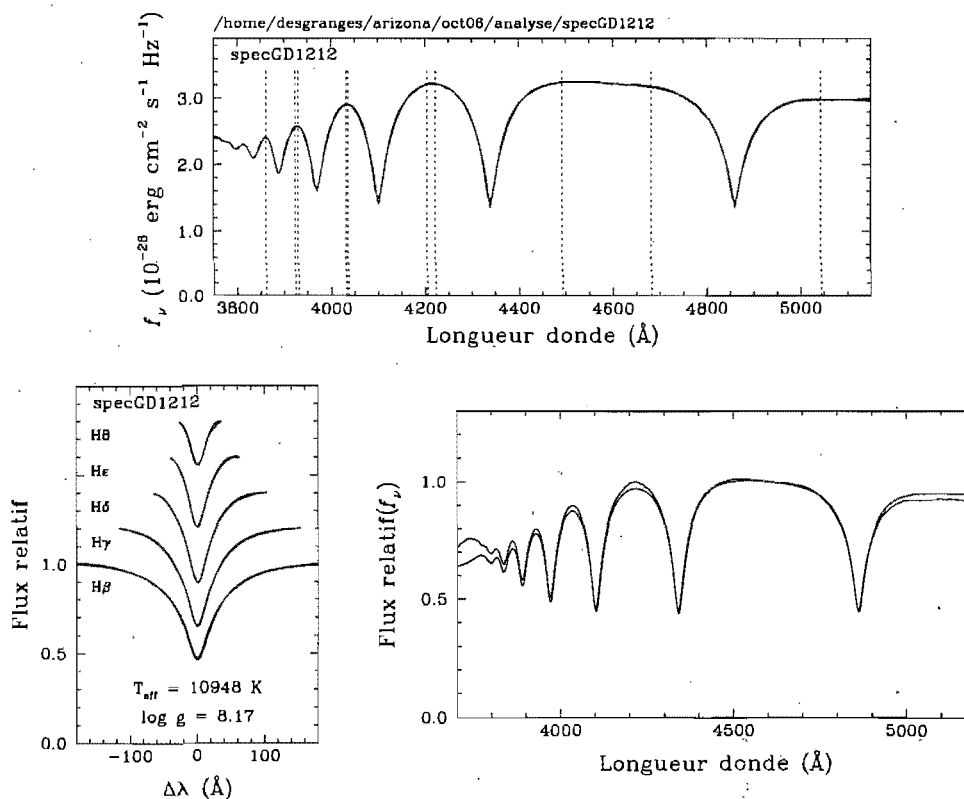


FIGURE 4.2 – Dans les trois panneaux, le spectre observé est indiquée par le trait noir alors que le spectre calculé est défini par le trait rouge. Le panneau du haut montre comment les raies sont extraites, les pointillés indiquent la localisation des coupes. Le panneau de gauche montre l'ajustement des profils de raies et le panneau du bas à droite montre le résultat final.

spectre.

Ce subtil mouvement spectral ne devrait être qu'à peine visible en fixant par normalisation, un point situé à une extrémité du spectre. On a vu que ce processus 'tuait' en quelque sorte, l'amplitude de l'éventail. Il est intéressant tout de même de voir si l'on obtient un résultat similaire à celui prévu par la théorie. Ce point de normalisation (de flux=1) a été fixé à 6700 Å pour les raisons suivantes: il est dans le continu, suffisamment loin de H $\alpha$  pour éviter l'influence de la pente abrupte de ses ailes, et il n'est pas trop loin dans le rouge évitant ainsi l'influence potentielle des raies d'absorption du ciel. En théorie, on s'attend donc à un faible étalement en ordonnée (axe du flux) dans la partie bleue du spectre étant donné que l'axe du levier se situe dans le rouge. Les figures 4.3 à 4.6 montrent le résultat de cet exercice pour

les quatre nuits. Sur chacune de ces figures, tous les spectres de la nuit respective y sont superposés et normalisés à 6700 Å.

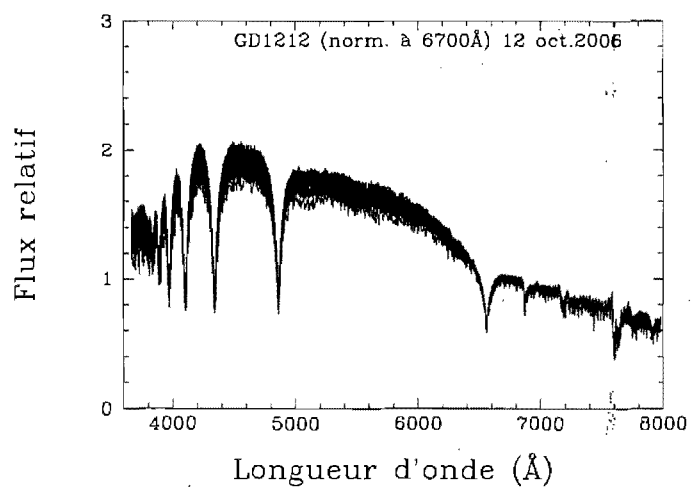


FIGURE 4.3 – Éventail de spectres du 12 octobre, normalisés à 6700 Å.

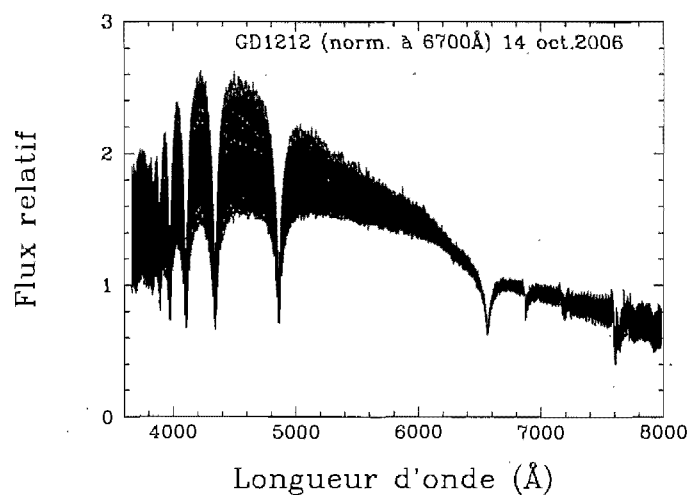


FIGURE 4.4 – Éventail de spectres du 14 octobre, normalisés à 6700 Å.

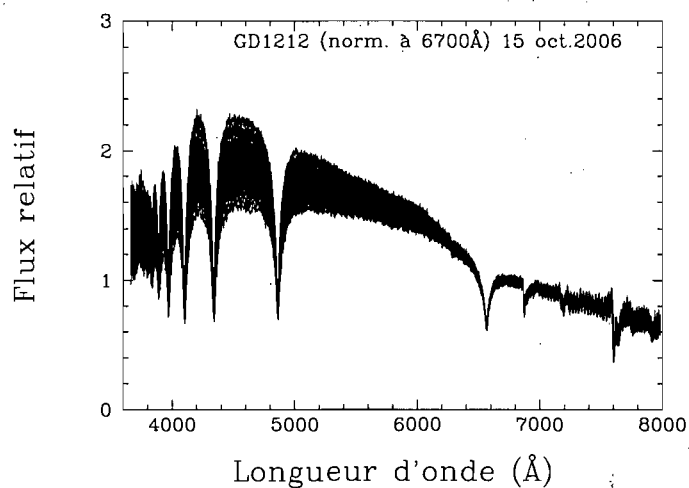


FIGURE 4.5 – Éventail de spectres du 15 octobre, normalisés à 6700 Å.

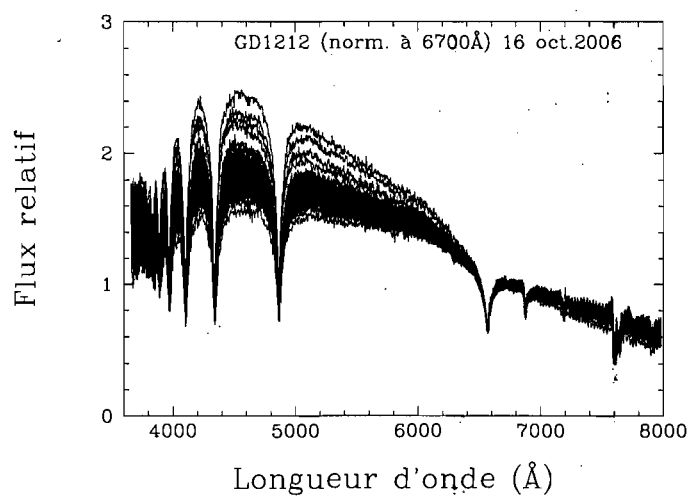


FIGURE 4.6 – Éventail de spectres du 16 octobre, normalisés à 6700 Å.

À l'évidence, on constate que l'éventail en flux est beaucoup plus important que ce qui

est attendu pour des amplitudes de quelques % (voir chapitre 2.6). Ou bien GD 1212 montre maintenant des amplitudes ridiculement monstres comparées à celles qui ont été découvertes en 2005, ce qui est possible mais fort peu probable, ou bien il y a lieu de suspecter un problème sérieux de calibration en flux. Explorons d'abord cette deuxième piste.

### 4.3 Retour sur la calibration en flux

Jetons un coup d'oeil sur les spectres calibrés en flux mais non normalisés en un point<sup>1</sup>, ils sont illustrés dans les figures 4.7 à 4.10. On constate ici encore que les variations en flux sont gigantesques. Il est à noter que les amplitudes de la première nuit (12 octobre) sont plus modestes que les trois nuits suivantes (du 14 au 16 octobre) et ce tant pour les spectres normalisés que non normalisés.

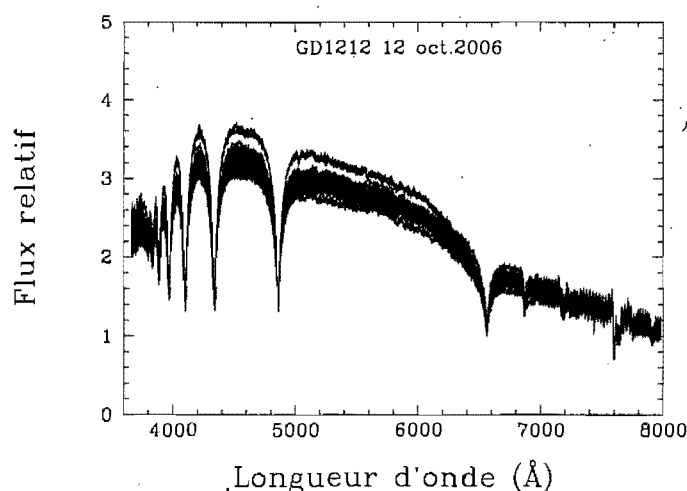


FIGURE 4.7 – Éventail de spectres calibrés en flux et non normalisés du 12 octobre. L'échelle en ordonnée est arbitraire.

On voit dans les figures 4.3 à 4.10 que les pentes du continu dans les spectres varient

<sup>1</sup>Sauf indications contraires, j'entends par flux relatif, des flux calibrés mais qui ont été ramenés à une échelle arbitraire, ce qui ne déprécie en rien l'analyse étant donné que ce sont des variations entre les spectres qui nous intéressent

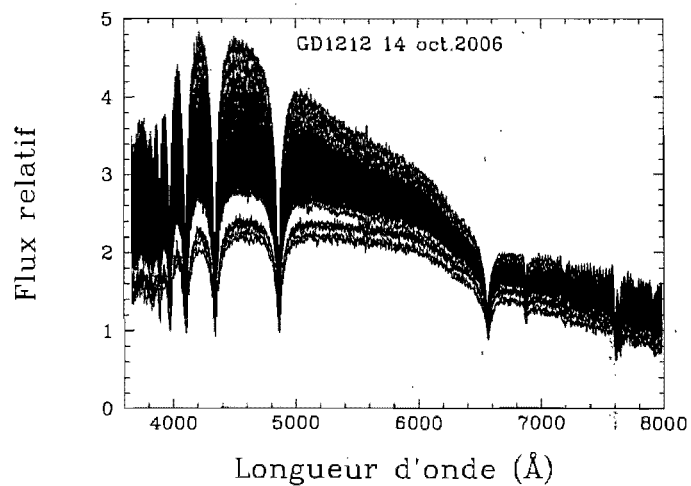


FIGURE 4.8 – Éventail de spectres calibrés en flux et non normalisés du 14 octobre. L'échelle en ordonnée est arbitraire.

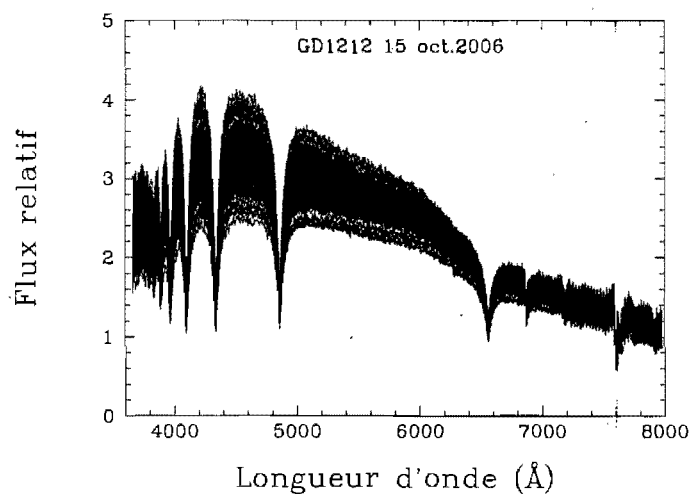


FIGURE 4.9 – Éventail de spectres calibrés en flux et non normalisés du 15 octobre. L'échelle en ordonnée est arbitraire.

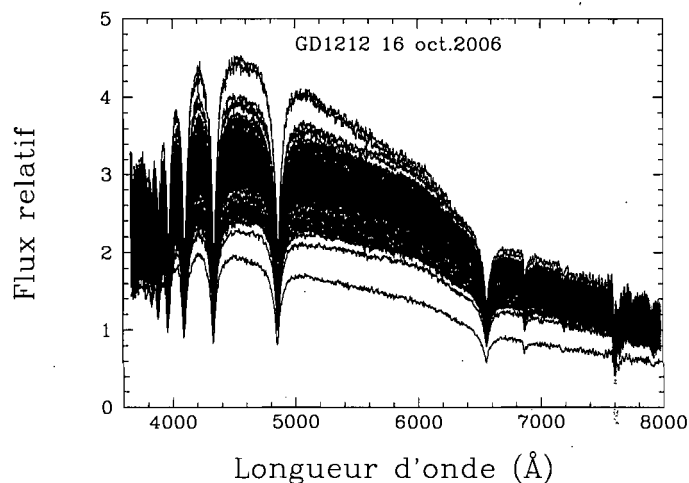


FIGURE 4.10 – Éventail de spectres calibrés en flux et non normalisés du 16 octobre. L'échelle en ordonnée est arbitraire.

énormément. Si ces variations sont fondées, elles devraient se traduire en terme de physique réelle, par d'improbables changements de température de surface. Il est donc toujours possible à cette étape-ci, qu'une mauvaise calibration en flux de la standard soit à l'origine de ces irréalistes fluctuations. En effet, une pente inadéquate dans la fonction de correction générée par la standard et son modèle engendrerait une pente inadéquate dans le continu des spectres de GD 1212. Le test suivant s'avère utile pour valider la calibration en flux. Il suffit de vérifier la calibration des standards les plus rapprochées dans le temps autour d'un spectre donné de GD 1212. Prenons par exemple pour la première nuit, les deux spectres montrant la plus forte amplitude lorsque normalisés à 6700 Å, soient celui dont le flux est le plus faible par rapport au flux moyen de la nuit, et celui dont le flux est le plus élevé. Ils correspondent forcément aux pentes du continu la plus douce et la plus forte respectivement<sup>2</sup>.

Le résultat est illustré aux figures 4.11 et 4.12 où la courbe noire au milieu de ces figures montrent les spectres de GD 1212 ayant les pentes la plus douce et la plus forte respectivement

<sup>2</sup>Ce qui se traduirait en physique réelle par les températures de surface la plus faible et la plus élevée respectivement



par rapport au spectre moyen de la nuit (courbe rouge). En haut de chacune de ces illustrations figure un spectre calibré de la standard (en noir) pris juste avant la séquence contenant le spectre de GD 1212 en cause, et en bas de chacune de ces illustrations figure un spectre calibré de la standard (en noir) pris juste après la séquence contenant le spectre de GD 1212 en cause. Les spectres de la standard sont comparés au spectre synthétique (en rouge).

On constate que la concordance entre les spectres de la standard et le modèle est sans faille et donc que la calibration en flux des spectres de PB 5562 a été effectuée correctement.

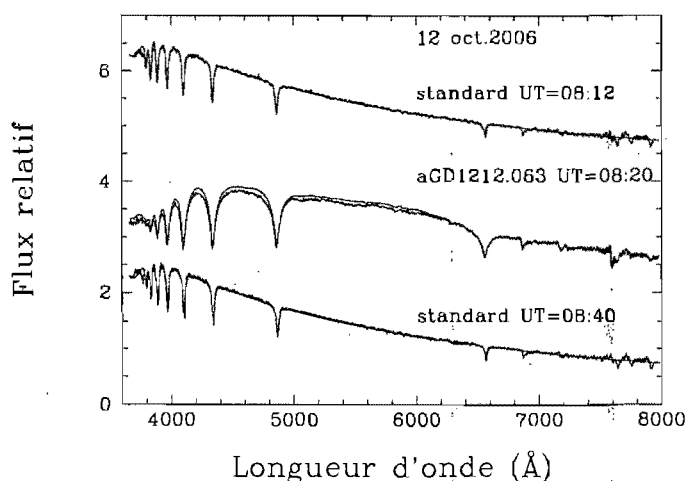


FIGURE 4.11 – Au centre, la courbe noire montre le spectre ayant le plus faible flux par rapport au flux moyen (en rouge) de la nuit du 12 octobre. En haut, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste avant la séquence contenant le spectre au plus faible flux. En bas, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste après la séquence contenant le spectre au plus faible flux. Les courbes rouges en haut et en bas de la figure montrent le spectre synthétique de la standard. Les spectres sont normalisés à 6700 Å.

Le même exercice a été réalisé pour les autres nuits (du 14 au 16 octobre) avec des conclusions identiques. À titre d'exemple, les figures 4.13 et 4.14 montrent les résultats pour la nuit du 16. Malgré des amplitudes monstres, les spectres des standards ne montrent aucun défaut. Les résultats des nuits du 14 et 15 sont tout à fait semblables à ceux du 16. Il faudra chercher l'erreur ailleurs...

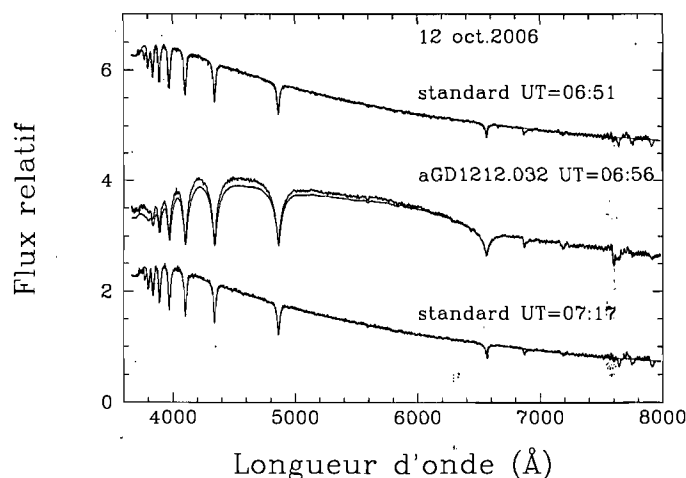


FIGURE 4.12 – Au centre, la courbe noire montre le spectre ayant le flux le plus élevé par rapport au flux moyen (en rouge) de la nuit du 12 octobre. En haut, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste avant la séquence contenant le spectre au flux le plus élevé. En bas, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste après la séquence contenant le spectre au flux le plus élevé. Les courbes rouges en haut et en bas de la figure montrent le spectre synthétique de la standard. Les spectres sont normalisés à 6700 Å.

#### 4.4 Manipulation du télescope

Bien qu'aucune des figures 4.7 à 4.10 ne soient particulièrement réjouissante, celles du 14 (fig. 4.8) et du 16 octobre (fig. 4.10) sont les plus troublantes. Prenons le cas du 14 par exemple. L'analyse des flux bruts des spectres composant les multiples séquences montre une diminution notable du flux pour la quatrième séquence et ce pour l'ensemble des spectres de cette séquence. Puisque le télescope n'est pas manipulé à l'intérieur d'une séquence, cela suggère que le problème provienne de sa manipulation. Voyons s'il est possible de déceler des indices en analysant les spectres bruts de la standard dans le voisinage temporel de la quatrième séquence. La figure 4.15 montre la comparaison entre le flux brut de la standard pris avant la troisième séquence (courbe bleue) et la standard située entre la troisième et la quatrième séquence (courbe noire). Les spectres sont normalisés à 6700 Å afin de déceler s'il y a lieu, des changements anormaux dans la pente du continu. La figure 4.16 montre le

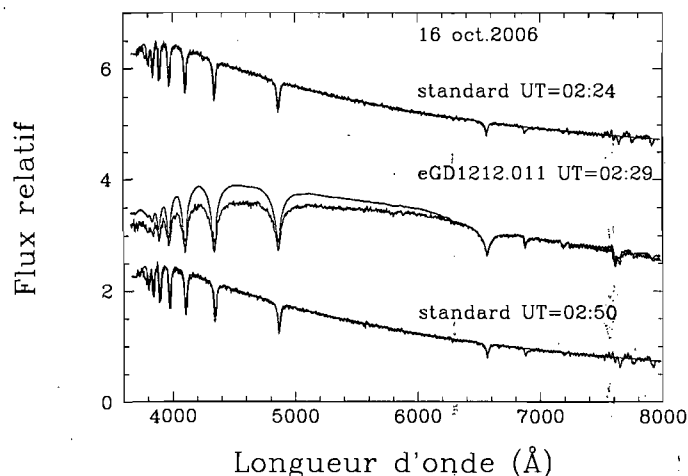


FIGURE 4.13 – Au centre, la courbe noire montre le spectre ayant le plus faible flux par rapport au flux moyen (en rouge) de la nuit du 16 octobre. En haut, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste avant la séquence contenant le spectre au plus faible flux. En bas, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste après la séquence contenant le spectre au plus faible flux. Les courbes rouges en haut et en bas de la figure montrent le spectre synthétique de la standard. Les spectres sont normalisés à 6700 Å.

même exercice fait avec la standard située avant (courbe bleue) et après (courbe noire) la quatrième séquence. Bien que la non concordance entre les deux spectres (fig. 4.15 par ex.) puisse influencer ultimement la calibration en flux de GD 1212, sans évacuer cette possibilité (nous y reviendrons à la section 4.5), cela paraît peu convaincant qu’il s’agisse de l’unique source du problème. D’autant plus que le passage par la fonction de correction devrait résoudre en bonne partie les divergeances spectrales de la standard.

## 4.5 Qualité du ciel

Afin d’y voir plus clair, un graphe de la magnitude relative en bande  $B$  et  $V^3$  des spectres bruts en fonction du temps s’avère révélateur, à la fois pour GD 1212 et PB 5562. Les figures

<sup>3</sup>Le présent exercice aurait pu être fait avec des bandes passantes rectangulaires, mais comme on l’a vu à la section 3.4, l’utilisation des bandes passantes rectangulaires ou des filtres  $B$  et  $V$  conventionnels mène au même résultat.

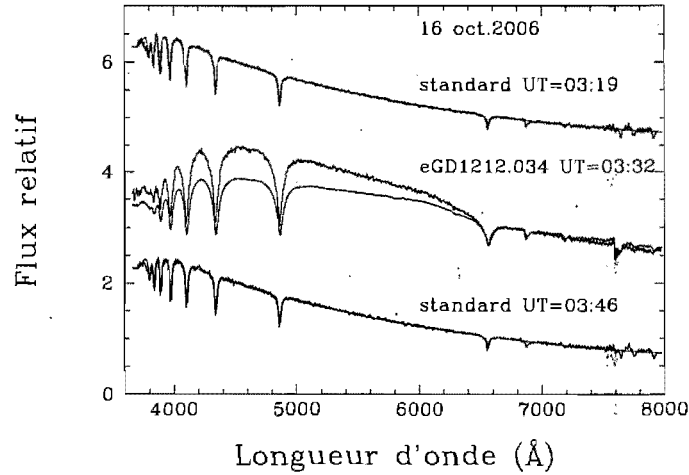


FIGURE 4.14 – Au centre, la courbe noire montre le spectre ayant le flux le plus élevé par rapport au flux moyen (en rouge) de la nuit du 16 octobre. En haut, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste avant la séquence contenant le spectre au flux le plus élevé. En bas, la courbe noire montre le spectre de la standard pris juste après la séquence contenant le spectre au flux le plus élevé. Les courbes rouges en haut et en bas de la figure montrent le spectre synthétique de la standard. Les spectres sont normalisés à 6700 Å.

4.17 à 4.24 montrent la magnitude  $B$  (points bleus) et  $V$  (points verts) de GD 1212 et PB 5562 pour les 4 nuits. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile (GD 1212 ou PB 5562 selon le cas).

Alors qu'on devrait s'attendre à une courbe en forme de bol avec le creux passant au méridien, le tout modulé par des légères oscillations intrinsèques à GD 1212 (et oscillations intrinsèques absentes pour la standard PB 5562), on constate plutôt des variations qui semblent aléatoires voire chaotiques. Mais même le chaos est instructif. Nuit par nuit, voyons ce qu'il peut nous apprendre.

#### 4.5.1 Nuit du 12 octobre

Ici encore, la première nuit est la moins pire. Les variations entre les séquences sont de l'ordre de 1/5 de magnitude (fig. 4.17). Chaque séquence semble regroupée comme si des

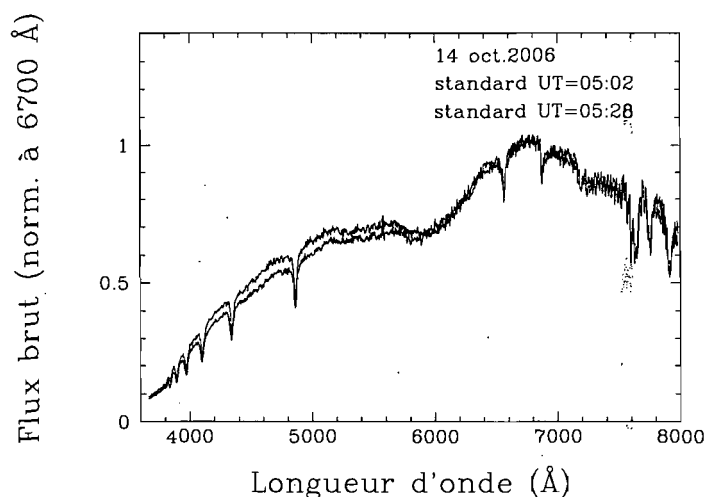


FIGURE 4.15 – Spectres bruts de la standard du 14 octobre. Les courbes bleue et noire montrent les spectres pris avant et après la troisième séquence respectivement. Les spectres sont normalisés à 6700 Å.

sauts en flux se produisaient. Cela rappelle et généralise le problème soulevé à la section 4.4 concernant la possibilité d'erreur dans la manipulation de l'instrument. Il se peut fort bien que l'insouciance portée à replacer l'étoile *exactement* au même endroit (dans le sens parallèle à la fente) sur la fente du spectrographe soit à l'origine de ces sursauts. J'ai souvenir que cette insouciance était plus marquée pour les nuits du 14 au 16.

En comparant les figures 4.18 et 4.17, on constate aussi que chaque point de la standard suit la même tendance que chaque séquence de GD 1212. Les points de la standard s'intercalent parfaitement entre les séquences. Il serait étonnant que la même erreur aléatoire se reproduise systématiquement sur GD 1212 et sur la standard à chaque fois que le télescope était déplacé. Il faut donc chercher aussi une autre source externe aux manipulations. Le dernier point à l'extrême droite marque l'arrivée de nuages et donc la fin de la mission sur GD 1212 cette nuit là.

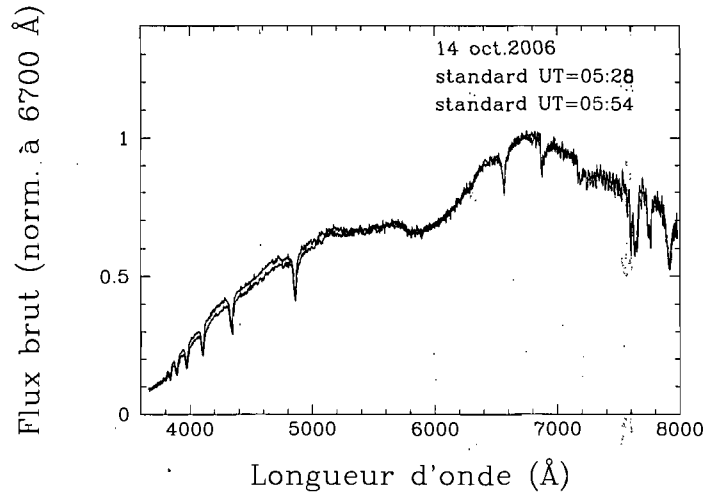


FIGURE 4.16 – Spectres bruts de la standard du 14 octobre. Les courbes bleue et noire montrent les spectres pris avant et après la quatrième séquence respectivement. Les spectres sont normalisés à 6700 Å.

#### 4.5.2 Nuit du 14 octobre

La figure 4.19 montre ici aussi que les séquences de GD 1212 semblent se regrouper en flux. Les sursauts entre deux séquences consécutives est de l'ordre de la demi magnitude et plus, allant jusqu'à une magnitude (en bande B) de la troisième à la cinquième séquence. Les points de la standard (fig. 4.20) s'emboîtent aussi parfaitement entre les séquences de GD 1212. Un fait important devient révélateur à cette étape-ci; la dispersion à l'intérieur d'une même séquence augmente sensiblement par rapport à la nuit du 12. Or, tel que déjà mentionné, aucune manipulation du télescope n'a lieu durant une séquence. Qu'y a-t-il donc de différent entre le 12 et le 14? La qualité du ciel. En effet, j'ai mentionné à la section 3.2 que, bien que non photométrique, le ciel du 12 était plus stable, moins humide et moins venteux que les autres. Gardons cette piste en tête, la confirmation viendra dans la nuit du 16 ci-après.

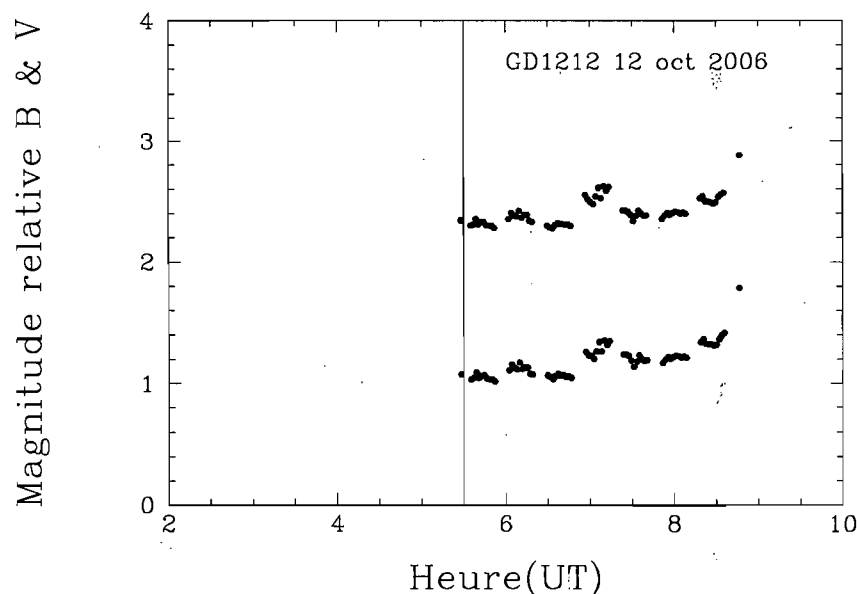


FIGURE 4.17 – Magnitude relative en fonction du temps de GD 1212 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 12 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

### 4.5.3 Nuit du 15 octobre

L'évolution de la magnitude de la standard montrée à la figure 4.22 laisse entrevoir la forme de bol recherchée malgré les variations indésirables bien présentes qui s'y superposent. On constate des sauts de l'ordre de la demi magnitude entre le deuxième et le troisième spectre, ainsi qu'entre le douzième et le treizième. De plus, une remontée graduelle en magnitude (donc perte en flux) autour du méridien, illustrée par le monticule au centre de la figure 4.22, qui est également présent dans la figure 4.21 de GD 1212, porte à croire que le ciel en est la cause. Enfin, la dispersion de l'ordre de la demi magnitude (et même de 1 mag. pour la cinquième séquence) à l'intérieur de plusieurs séquences renforce la thèse que la qualité du ciel est changeante:

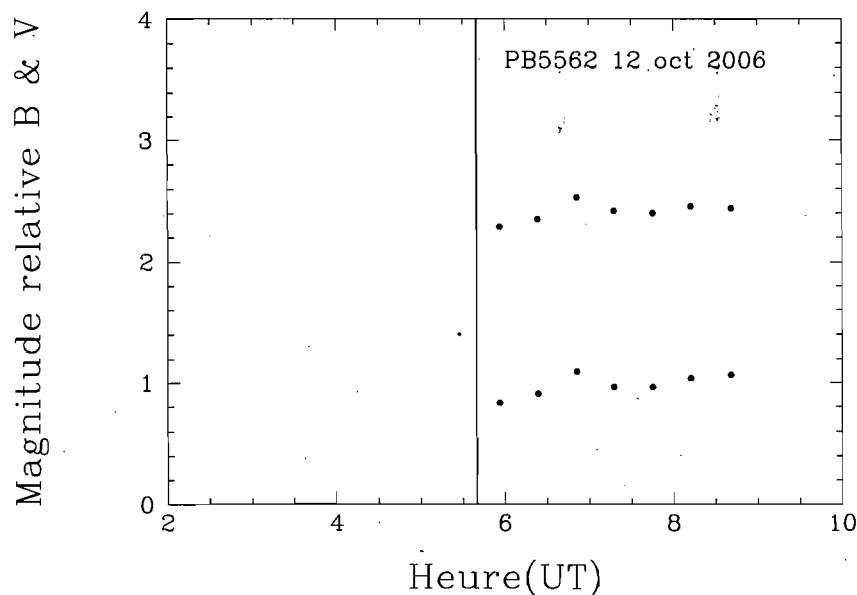


FIGURE 4.18 – Magnitude relative en fonction du temps de PB 5562 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 12 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

#### 4.5.4 Nuit du 16 octobre

Cette nuit est la plus venteuse et instable. La transparence du ciel est médiocre en début de nuit et l'humidité toujours bien présente. Sur l'écran de guidage, la fente du spectrographe, ouverte à  $4,5''$  capte de peine et de misère la totalité du flux. Le 'seeing' est du même ordre de grandeur. Visuellement à l'extérieur, on ne distingue que les étoiles plus brillantes que la 3e magnitude environ. Puis entre 3h et 4h (temps UT), le seeing s'améliore considérablement à l'écran de guidage. Dehors, on peut distinguer maintenant des étoiles de 5e magnitude. L'air demeure toutefois instable. Vers 7h UT, on doit mettre fin à la mission sur GD 1212, les forts vents d'ouest compromettent l'intégrité du dôme.

Les figures 4.23 et 4.24 corroborent les observations visuelles sur la qualité du ciel. On voit nettement la chute en magnitude entre 3h et 4h UT, tant pour GD 1212 que pour PB 5562.



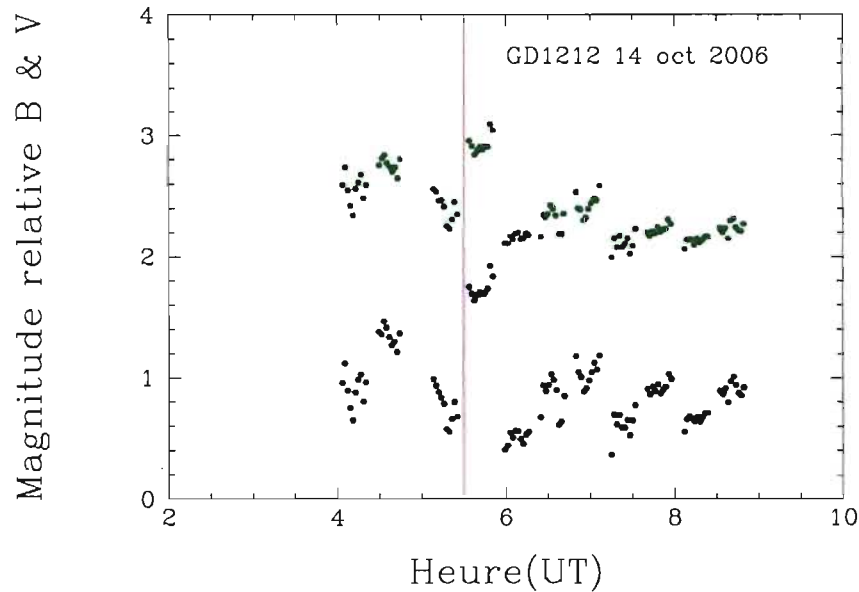


FIGURE 4.19 – Magnitude relative en fonction du temps de GD 1212 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 14 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

De plus, la dispersion de l'ordre d'une magnitude à l'intérieur d'une même séquence confirme l'idée que la qualité variable du ciel ait pu nuire à une bonne calibration en flux.

#### 4.5.5 Retour sur la stratégie

En effet, la stratégie de calibration en flux consistait à prendre un spectre d'une étoile standard toutes les 1/2 heure environ et à l'utiliser pour calibrer les 5 derniers spectres de GD 1212 de la séquence précédente et les 5 premiers spectres de GD 1212 de la séquence suivante (soient les 10 spectres les plus rapprochés temporellement de la standard). Or, la prise de spectres de la standard aux demi-heures, avec des fluctuations aléatoires du ciel supérieures à 1 mag./h, rendent difficile voire impossible l'interpolation délicate en flux entre deux standards, nécessaire à une bonne calibration des spectres de GD 1212. Bien sûr, l'évidence du ciel

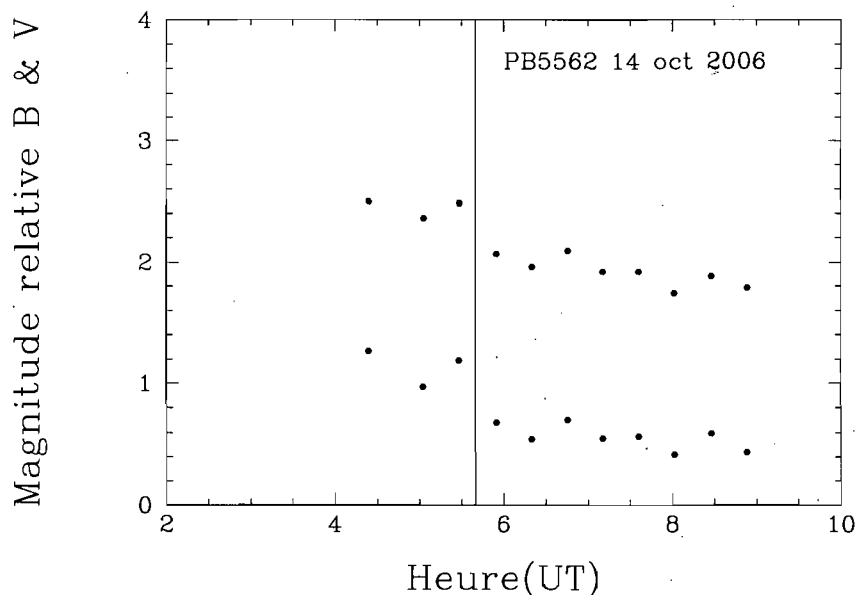


FIGURE 4.20 – Magnitude relative en fonction du temps de PB 5562 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 14 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

changeant saute aux yeux pour la nuit du 16. Il est tout à fait plausible que des fluctuations moins radicales mais toutes aussi critiques pour une bonne calibration, se soient produites les nuits précédentes.

## 4.6 Retour à la courbe de lumière

En guise d'ultime tentative, oublions les nuits du 14 au 16 pour lesquels les variations dans la qualité du ciel rendent vraisemblablement impossible l'extraction d'un signal et concentrons nous sur la nuit du 12. On a vu à la figure 4.17 que les irrégularités semblaient surtout dues à des sursauts en flux d'une séquence à l'autre, mais qu'à l'intérieur d'une même séquence, les variations en amplitude semblent 'raisonnables'. En divisant chaque séquence par sa moyenne, est-il possible de tirer quelque information que ce soit? Les courbes de lumière 'blanche',  $B$  et

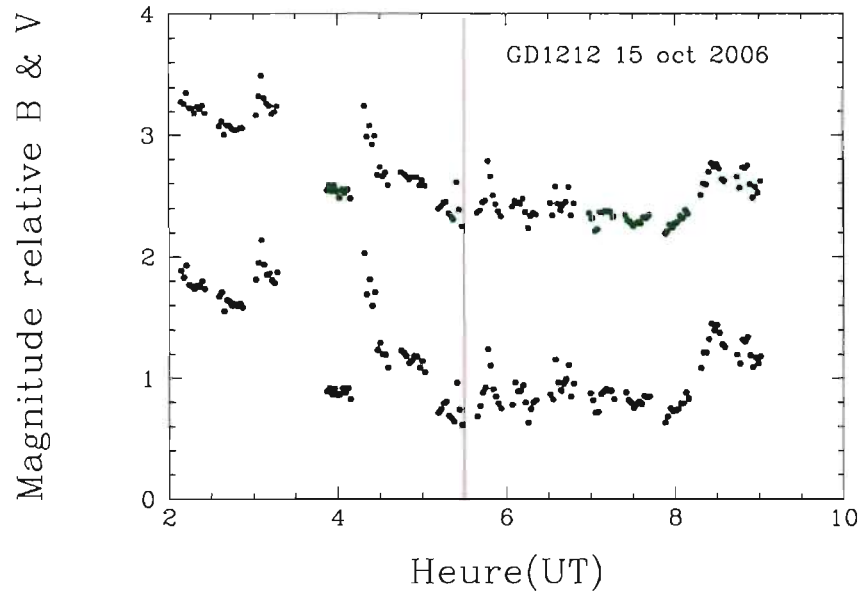


FIGURE 4.21 – Magnitude relative en fonction du temps de GD 1212 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 15 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

$V$  présentés aux figures 3.3, 3.4 et 3.5 ont été construites telles que chaque point voit sa valeur normalisée par la moyenne des valeurs de sa séquence propre. S'il demeure de l'information, la transformée de Fourier d'une telle courbe de lumière devrait nous montrer un pic en amplitude de l'ordre de 0,5% à une fréquence avoisinant 1 mHz comme le montre la figure 2 de Gianninas et al. (2006) (reproduite à la figure 1.3 de ce mémoire).

La figure 4.25 montre que le signal périodique est à toute fin pratique perdu. Aucune fréquence ne se démarque, si ce n'est d'un discret monticule autour de 1 mHz. Les spectres en fréquence pour les autres bandes passantes (rectangulaires ou  $V$ ) sont similaires. Au cas où un miracle se produirait, l'exercice a été fait pour les autres nuits (14 au 16 oct.) avec des résultats comparables. Ceux-ci sont présentés aux figures 4.26 à 4.28. L'absence d'une fréquence distinctive amenuise l'espoir de trouver un signal de GD 1212 à cette étape-ci.

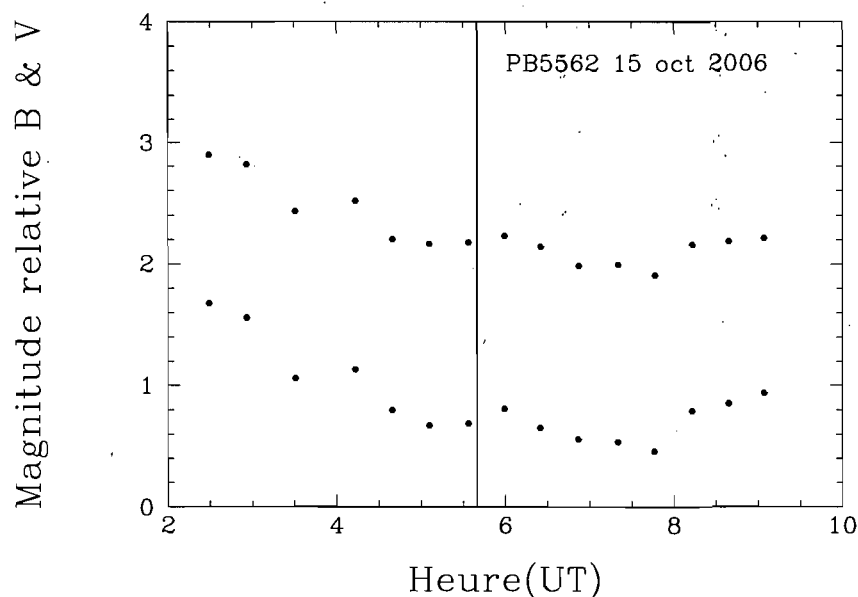


FIGURE 4.22 – Magnitude relative en fonction du temps de PB 5562 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 15 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

Finalement, vérifions s'il est possible tout de même de faire ressortir l'indice  $\ell$  tel que décrit dans la section 2. La figure 4.29 montre l'amplitude des perturbations en fonction de la longueur d'onde pour la nuit du 12. On constate bien qu'il est impossible de discriminer un (ou des) mode(s) en particulier, la forme de la courbe ne ressemblant en rien à un des modes illustrés à la figure 2.2. Il semble donc que GD 1212 ne livrera pas ses secrets maintenant...

## 4.7 Masse d'air

Un dernier paramètre peut avoir contribué à hausser la difficulté à obtenir des spectres de GD 1212 bien calibrés en flux, il s'agit de la masse d'air. En effet, malgré les critères contraignants posés sur le choix de la standard, il demeure une différence de déclinaison entre PB 5562 et GD 1212, qui se traduit par une différence appréciable de masse d'air. Par

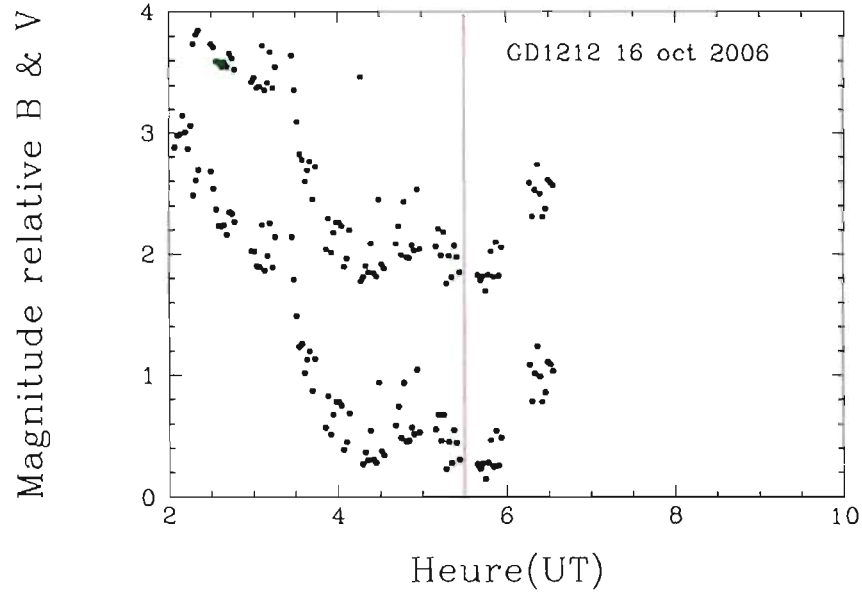


FIGURE 4.23 – Magnitude relative en fonction du temps de GD 1212 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 16 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

exemple, au passage à leur méridien respectif, la masse d'air de PB 5562 est de 1,17 alors que celle de GD 1212 est de 1,29.

## 4.8 En conclusion de tous ces tests...

En conclusion, alors qu'on s'attend à des oscillations chromatiques spectrales de faibles amplitudes, les présents résultats ont plutôt montré des variations chaotiques de grandes amplitudes causées par une calibration en flux inadéquate de GD 1212. L'incapacité à la calibrer correctement a vraisemblablement deux principales origines.

La première, d'origine humaine, est due à l'insouciance portée à replacer l'étoile *très exactement* au même endroit sur la fente du spectrographe. Il en a résulté des sursauts en flux de chaque séquence, soit à chaque fois que le télescope était manipulé.

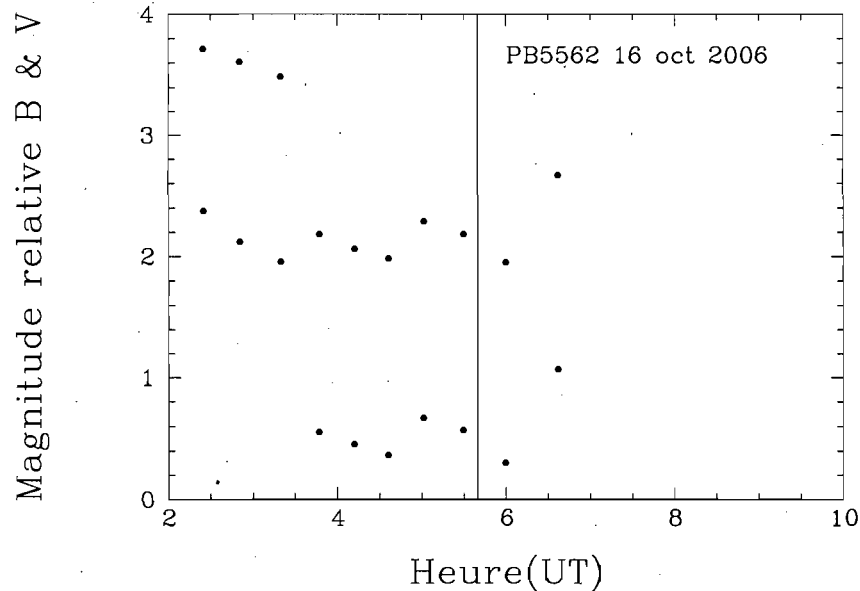


FIGURE 4.24 – Magnitude relative en fonction du temps de PB 5562 en bande  $B$  (points bleus) et bande  $V$  (points verts) des spectres bruts pour le 16 octobre. La ligne verticale rouge indique le passage au méridien de l'étoile. L'échelle en magnitude est arbitraire.

La deuxième, d'origine atmosphérique, est due à des variations notables dans la qualité du ciel, et ce, en des intervalles de temps courts (i.e. du même ordre de grandeur que le temps qui s'écoule entre deux spectres de standards). Par ce fait, la standard se trouve souvent trop éloignée temporellement pour servir de guide à GD 1212. Cela a pu être décelé par la présence de grandes dispersions en flux des spectres bruts, à l'intérieur même des séquences de 10 spectres de GD 1212, alors que le télescope n'était pas manipulé.

En fin du compte, un fait absolument élémentaire demeure incontestable et la présente analyse n'a pas permis de le déjouer; il est impossible de faire ressortir un signal périodique de faible amplitude, s'il est complètement noyé dans des fluctuations aléatoires de fortes amplitudes, qui sont elles, par définition, imprévisibles et donc insoustrayables analytiquement.

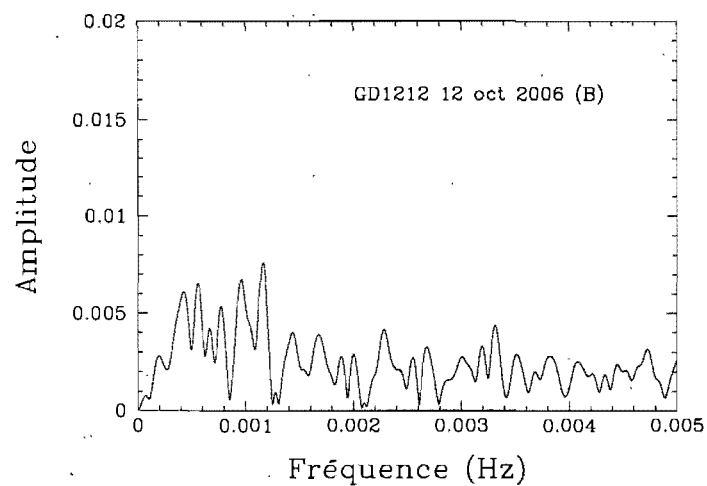


FIGURE 4.25 – Spectre d'amplitude de Fourier en fréquence de la courbe de lumière en bande *B* de GD 1212 (voir fig. 3.4) pour la nuit du 12 octobre.

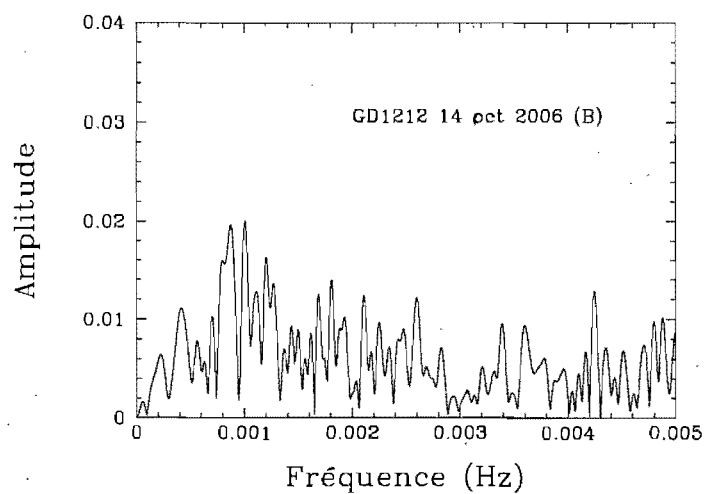


FIGURE 4.26 – Spectre d'amplitude de Fourier en fréquence de la courbe de lumière en bande *B* de GD 1212 pour la nuit du 14 octobre.

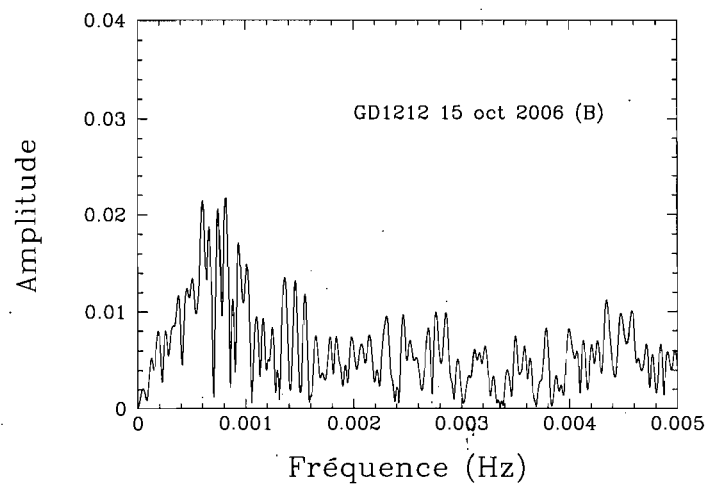


FIGURE 4.27 – Spectre d’amplitude de Fourier en fréquence de la courbe de lumière en bande *B* de GD 1212 pour la nuit du 15 octobre.

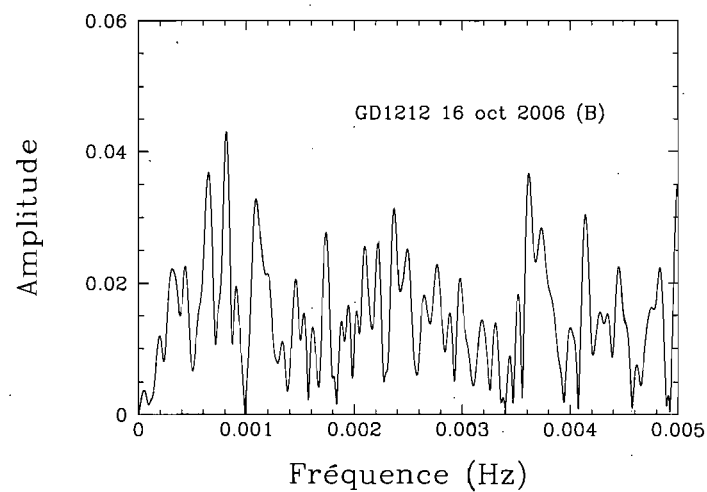


FIGURE 4.28 – Spectre d’amplitude de Fourier en fréquence de la courbe de lumière en bande *B* de GD 1212 pour la nuit du 16 octobre.



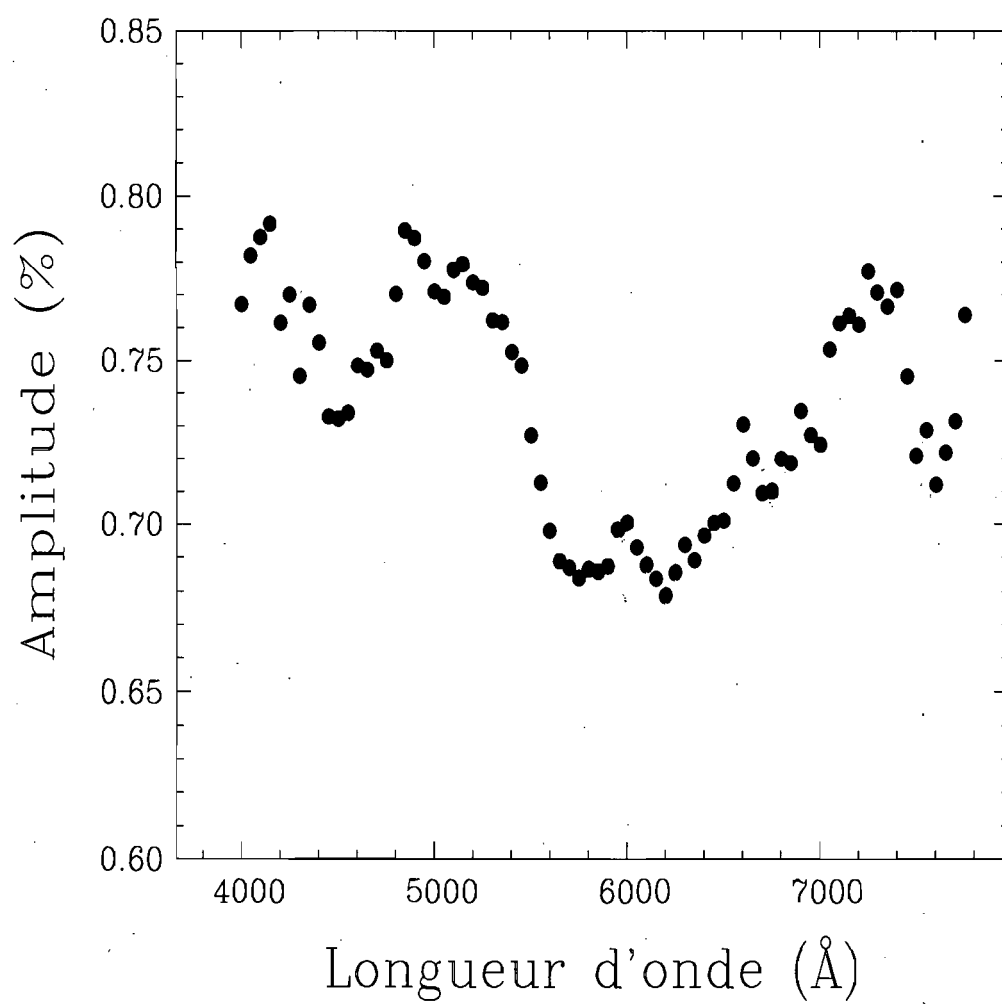


FIGURE 4.29 – Amplitude des perturbations en fonction de la longueur d'onde pour la nuit du 12 octobre.

## *Chapitre 5*

# Conclusion

### 5.1 Résumé du projet

La découverte de la variabilité de GD 1212 a eu lieu en octobre 2005, alors que Gianninas et al. (2006), équipé d'un instrument pour la photométrie rapide, s'affairait à préciser les limites empiriques chaudes et froides de la bande d'instabilité des ZZ Ceti ainsi qu'à démontrer une fois de plus sa pureté (c'est-à-dire qu'aucune naine blanche DA constante ne se trouve à l'intérieur des limites). Sa brillance ( $V=13,26$ ) et sa passablement longue période de 1160 s en faisait une cible de choix pour appliquer les principes astérosismologiques. Plus précisément, l'objectif était de déterminer l'indice  $\ell$  associé au nombre total de lignes nodales, pour ultimement contraindre les modèles stellaires afin d'en sonder la structure interne. Bien que typique pour une ZZ Ceti située à la limite froide de la bande, sa faible amplitude d'oscillation de 0,5 % ne sera pas un atout.

Par une approche de spectroscopie à haute résolution temporelle, de nouvelles observations ont été menées du 12 au 16 octobre 2006 au 2,3 m du Steward Observatory situé à Kitt Peak. La stratégie consistait à prélever consécutivement une séquence de 10 spectres de 100 s chacun sur GD 1212 puis un spectre de 120 s sur une étoile de comparaison (PB 5562) située dans le voisinage de GD 1212 et répertoriée constante. PB 5562 servait ainsi de référence pour la calibration en flux de GD 1212.

Alors que la théorie prévoyait de subtiles mouvements verticaux en flux dans les spectres

de GD 1212, les résultats obtenus montrent plutôt des amplitudes monstres qui suggèrent une calibration déficiente en flux. De nombreux tests ont été effectués afin de trouver l'origine de cette problématique. Parmi les pièces à conviction les plus évocatrices, deux constatations se démarquent. La première concerne le fait que des sursauts en flux sont observés pour l'ensemble d'une séquence ce qui suggère que GD 1212 n'aurait pas été replacée *très exactement* au même endroit sur la fente du spectrographe d'une séquence à l'autre. Cependant, les mêmes sursauts sont observés aux mêmes moments pour PB 5562, ce qui voudrait dire que l'erreur commise sur GD 1212 aurait été répétée à chaque séquence, de manière absolument identique sur PB 5562, ce qui est fort peu probable. En divisant le flux par la moyenne de la séquence, on aurait dû retrouver un signal. Or, la transformée Fourier est restée muette dans tous les tests. Il faut donc conclure qu'un autre facteur a pu jouer un rôle dans cette perte du signal. La deuxième hypothèse concerne le fait que d'importantes variations en flux sont observées à l'intérieur même d'une séquence alors qu'aucune manipulation du télescope n'a lieu. Cela suggère des fluctuations dans la transparence du ciel en des courts intervalles de temps (soit du même ordre de grandeur que le temps d'une séquence, c'est-à-dire  $\sim 1/2$  heure). Par ce fait, PB 5562 se trouve souvent trop éloignée temporellement pour servir de guide efficace à une calibration en flux hautement précise de GD 1212. Des observations visuelles de la qualité du ciel corroborent cette hypothèse, particulièrement pour la nuit du 16. Il est vraisemblable que des fluctuations toutes aussi critiques dans la transparence du ciel aient eu lieu les autres nuits sans pour autant qu'elles n'aient été évidentes à l'oeil nu. Les vents forts et le taux d'humidité élevé présents pour une bonne partie de la mission sont peut-être des indices de masses d'air instables.

## 5.2 Si c'était à refaire...

Si je pouvais recommencer avec la même stratégie d'observation, il y aurait lieu d'effectuer la prise de données dans des conditions qui soient les plus photométriques possibles. Aussi, afin d'écarter tout doute relatif à la position de l'étoile sur la fente du spectrographe, il serait pertinent de fixer un repère sur l'écran de guidage. Enfin, une stratégie alternative pourrait consister à faire de la spectroscopie à haute résolution temporelle sans se soucier

d'une étoile de comparaison. Ainsi, des spectres de 100 s chacun seraient prélevés sur GD 1212 de façon consécutive, sans autre manipulation du télescope durant la nuit que la rotation périodique du spectromètre. Cette approche requièrerait aussi des conditions atmosphériques photométriques et la calibration en flux n'aurait qu'à prendre en compte, la variation douce et continue induite par le changement de masse d'air le long de la course de GD 1212 dans le ciel. Le spectromètre pourrait aussi ne pas être tourné, il faudrait alors tenir compte de cette fluctuation douce et graduelle supplémentaire.

### 5.3 Ce que je retiens de ma maîtrise

Tel que le spécifie le Guide de l'étudiant aux cycles supérieurs du département de physique, si l'objectif des études au niveau M.Sc. est de compléter les connaissances de base tout en s'initiant à la recherche, alors je considère que mon but est atteint. Mon projet touchait les trois volets importants de la recherche moderne, soit la théorie, l'observation et l'informatique. Voici ce que je retiens de mes études:

J'ai approfondi mes connaissances en astérosismologie, en physique extragalactique et en instrumentation et sur plusieurs autres sujets par le billet d'échange entre collègues étudiants. Sur le plan informatique, j'ai appris à coder en Fortran et me suis initié à IDL. J'ai eu à utiliser plusieurs logiciels nouveaux pour moi, tels que IRAF, DS9, LaTeX, et bien d'autres. Mes six missions à Mégantic et à Kitt Peak m'ont permis d'apprendre à observer et comme le démontre le présent mémoire, j'en ai encore à apprendre... Les erreurs des uns seront utiles pour les futures missions des autres, du moins je l'espère.

Comme me l'a dit un collègue étudiant à mon arrivée aux cycles supérieurs: *À chaque jour que tu apprends, tu es meilleur qu'hier et pire que demain.*

Bien qu'il tend malheureusement à disparaître, ce contact entre le ciel étoilé et l'astrophysicien contemporain me semble pourtant essentiel et j'en remercie mon directeur Pierre Bergeron de nous donner cette opportunité de respirer encore l'air d'un dôme.

# *Bibliographie*

- Bergeron, P., Fontaine, G., Billères, M., Boudreault, S., & Green, E. M. 2004, *ApJ*, 600, 404
- Bergeron, P., Saffer, R. A., & Liebert, J. 1992, *ApJ*, 394, 228
- Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., Fontaine, G., Saffer, R. A., & Allard, N. F. 1995, *ApJ*, 449, 258
- Brassard, P. 1986, Mémoire de maîtrise Université de Montréal, Montréal
- Brassard, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1987, L. David Press
- Charpinet, S. 1998, Thèse de doctorat, Université de Montréal, Montréal
- Clemens, J., Kerkwijk, M., & Wu, Y. 2000, *MNRAS*, 314, 220
- Cox, J. P. 1980, *Theory of Stellar Pulsations*, 1st edn. (Princeton University Press)
- Dolez, N., Vauclair, G., & Koester, D. 1991, in *Proceedings of the 7th European Workshop*, 361–367
- Fontaine, G. & Brassard, P. 1994, *Stellar and circumstellar astrophysics*, 57
- Fontaine, G., Brassard, P., Bergeron, P., & Wesemael, F. 1996, *ApJ*, 469, 320
- Fontaine, G., Lacombe, P., McGraw, J. T., Dearborn, D. S. P., & Gustafson, J. 1982, *ApJ*, 258, 651
- Gianninas, A. 2007, *Communication privée*, 1
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*
- . 2006, *ApJ*, 132, 831
- Giovannini, O., Kepler, S., Kanaan, A., Wood, A., Claver, C. F., & Koester, D. 1998, *Baltic Astron.*, 7, 131

- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305
- Kepler, S. O., Giovannini, O., Kanaan, A., Wood, M. A., & Claver, C. F. 1995, *Baltic Astron.*, 4, 157
- Kepler, S. O. & Nelan, E. P. 1993, *AJ*, 105, 608
- Landolt, A. U. 1968, *ApJ*, 153, 151
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *ApJS*, 156, 47
- McGraw, J. T. 1977, Thèse de doctorat, Texas University, Austin
- . 1979, *ApJ*, 229, 203
- Mukadam, A. S., Winget, D. E., von Hippel, T., Montgomery, M. H., Kepler, S. O., & Costa, A. F. M. 2004, *ApJ*, 612, 1052
- Pereira, C., Bergeron, P., & Wesemael, F. 2005, *ApJ*, 623, 1076
- Press, W. J., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1986, *Numerical Recipes. The art of scientific computing*, 1st edn. (Cambridge Univ. Press)
- Robinson, E. L., Kepler, S. O., & Nather, R. E. 1982, *ApJ*, 259, 219
- Robinson, E. L., Mailloux, T. M., Zhang, E., & Koester, D. 1995, *ApJ*, 438, 908
- Tassoul, M., Fontaine, G., & Winget, D. E. 1990, *ApJS*, 72, 335
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. 1989, *Non radial oscillations of stars*, 2nd edn. (University of Tokyo press)

# Remerciements

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche Pierre Bergeron, pour m'avoir déniché un projet à haute teneur pédagogique. J'ai appris énormément et j'estime être un meilleur physicien que je ne l'étais avant mon projet. Je retiens de toi ton dévouement pour la recherche et ta grande rigueur. Je te remercie aussi pour ton soutien financier, tout comme le département de physique de l'U de M. J'adresse un merci particulier à Hubert Reeves également pour son soutien financier mais aussi pour avoir été l'élément déclencheur dans mon retour aux études en physique en 2000.

Merci à mes collègues étudiants pour votre bonne humeur et pour la bière du jeudi qui nous fait changer de sujet. Parmi vous, Alex (*mon p'tit père*) qui a été pour moi une source intarissable d'information. Tu m'as véritablement appris *l'métier* comme on dit.

Enfin, je ne peux passer sous silence les deux personnes qui comptent le plus, Edith et Antoine. Vous avez été si patients et compréhensifs à ma folie. Mon aventure académique se termine ici (ouais ouais, m'semble!). Avec elle prennent fin, je le souhaite, mes horaires tout croches, mes semaines de fou, mes humeurs variables, la descente aux enfers de ma santé, et tout le reste. Vous êtes encore là, *I'm coming home!*